水の管内流サブクール沸騰熱伝達*

加 治 増 夫^{*1}, 古 川 雅 裕^{*2}
森 幸 治^{*1}, 世古口 言 彦^{*1}

Subcooled Boiling Heat Transfer to Water Flowing in a Tube

Masuo KAJI, Masahiro FURUKAWA,
Koji MORI and Kotohiko SEKOGUCHI

An experimental study on the boiling heat transfer to water flowing in a tube at pressures of 0.3, 0.5, 1 and 2 MPa was conducted. Based on the data in the subcooled boiling region, a heat transfer model, in which the heat flux was postulated to consist of forced convection and nucleate boiling contributions, was developed. The forced convection heat flux was evaluated by the single-phase convective heat transfer correlation by taking into account the effect of increase in liquid velocity due to net vapor generation. The nucleate boiling heat flux is determined from an empirical correlation that takes into consideration promotive and suppressive effects on the incipience of boiling. The present model was compared with the experimental data and various known correlations and satisfactory results were obtained.

Key Words: Heat Transfer, Multiphase Flow, Boiling, Two-Phase Flow, Flow Boiling of Water, Subcooled Boiling Heat Transfer

1. 緒 言

サブクール沸騰現象は、液相から気相への変化、すなわち蒸発を伴う熱交換器内部ではしばしば見られるが、気泡の成長と減退が微妙なバランスの下に生起する現象であるため、熱流動的観点からは十分な予測解析法が確立されていない。

サブクール領域における強制対流沸騰伝熱モデルに対して、従来の研究では二通りの考え方がある。第一のモデルは、伝熱面での気泡生成による熱輸送が支配的な伝熱機構であると考え、プール沸騰や飽和核沸騰領域と同様に扱えるとしたものである。この方法では熱力学的平衡クオリティ x が 0 のときの伝熱面過熱度 ΔT_{sat} と熱流束 q の関係がサブクール領域でも成立するとして、これを実験的に定めている。水の沸騰流に対して、Jens-Lottes⁽¹⁾、Thomら⁽²⁾ は ΔT_{sat} を q と圧力 P との関係式で与えているが、これらの相関式ではクオリティ及び流速の影響は考慮されていない。

これに対して、サブクール沸騰の熱流束が強制対流成分と沸騰成分から成るとしたモデルが提案されてい

る。Clark-Rohsenow⁽³⁾ は水の円管内流の実験値に対して、熱流束の各成分をそれぞれ単相流強制対流熱伝達およびプール沸騰熱伝達の相関式で与えている。また、Bergles-Rohsenow⁽⁴⁾ も同様な考え方で、単相流伝熱様式からサブクール沸騰への移行を滑らかに接続する式を提案している。しかしながら、これらの式ではいずれも発達したサブクール核沸騰領域では流速の影響が考慮されていない。その後発表された、水以外の流体も対象とした Shah⁽⁵⁾、Liu-Winterton⁽⁶⁾、Kandlikar⁽⁷⁾ の相関式でもこのような計算法が踏襲されている。これらの主な相関式は表 1 に示す通りである。

Sekoguchiら⁽⁸⁾ は、気泡生成に伴う液体の増速を考慮して強制対流効果による熱流束成分を評価し、実験値と比較して定めた沸騰成分との和で全熱流束を与える方法を提案した。これを水の管内沸騰流の高熱流束域の熱伝達係数の実験値と比較して、満足すべき結果を得た。この方法では、伝熱特性に及ぼすクオリティと流速の影響が考慮されることになる。

これらの予測法の妥当性は実験値との比較によって検討されるが、現在のところ基準とすべきデータは十分であるとは言えない。本研究では、水を供試流体として一連の条件で管内沸騰流の実験を行い、サブクールから、飽和核沸騰、強制対流蒸発の広範囲にわたる

* 原稿受付 1996年8月20日。

^{*1} 正員、大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘2-1)。^{*2} 正員、三洋電機(株) (〒370 05 群馬県邑楽郡大泉町坂田1-11)。

Table 1 Correlations of subcooled boiling heat transfer

Jens-Lottes⁽¹⁾

$$\Delta T_{sat} = 0.79 q^{0.25} / \exp(P/6.2), \quad P: \text{MPa}$$

Thom et al.⁽²⁾

$$\Delta T_{sat} = 0.22 q^{0.5} / \exp(P/8.6), \quad P: \text{MPa}$$

Shah⁽⁵⁾

Low subcooling region:

$$(q/\Delta T_{sat})/h_L = f_0$$

High subcooling region:

$$(q/\Delta T_{sat})/h_L = f_0 + 0.54 \{(T_{sat} - T_b)/\Delta T_{sat}\}^{0.88}$$

$$f_0 = (h_{TP}/h_L)_{x=0} = 230 Bo^{0.5} \quad : Bo > 3 \times 10^{-5}$$

$$= 1 + 46 Bo^{0.5} \quad : Bo \leq 3 \times 10^{-5}$$

Kandlikar⁽⁷⁾

$$h_{TP}/h_L = F_0(x) = 1/(1/f_0 - x/Bo^+)^{-1} \quad : x \leq x_N$$

$$= \{(x_N - x)1058 Bo^{0.7} + x F_0(x_N)\} / x_N \quad : x > x_N$$

$$x_N = -0.0022 Bo Re_L Pr_L \quad : Re_L Pr_L \leq 70000$$

$$x_N = -153.82 Bo \quad : Re_L Pr_L > 70000$$

Liu-Winterton⁽⁶⁾

$$q = \sqrt{\{F h_L (T_w - T_b)\}^2 + \{Sh_{pool}(T_w - T_{sat})\}^2}$$

$$h_L = 0.023 (k_l/d) Re_L^{0.8} Pr_L^{0.4}$$

$$h_{pool} = 55 (P/P_{cr})^{0.12} q^{2/3} \{-\log_{10}(P/P_{cr})\}^{-0.55} M^{-0.5}$$

$$F = \{1 + x Pr_L (\rho_l/\rho_v - 1)\}^{0.35}$$

$$S = (1 + 0.055 F^{0.1} Re_L^{0.16})^{-1}$$

 P_{cr} : Critical pressure, M : Molecular weightSekoguchi et al.⁽⁸⁾

$$h_{TP}/h_L = \{(1 - x_a)/(1 - \alpha)\}^{0.8} (1 + 60 \zeta_a^{*1.6} + 2.6 \zeta_a^{*0.4})$$

$$x_a = Bo^* \left[\frac{2}{7} \left\{ \frac{5}{6} \left(1 + \frac{x}{Bo^*} \right) \right\}^9 - \frac{3}{32} \left\{ \frac{5}{6} \left(1 + \frac{x}{Bo^*} \right) \right\}^{16} \right]$$

$$Bo^* = Bo^+ / \{(1 - x_a)/(1 - \alpha)\}^{0.8}$$

$$\zeta_a^* = (1 + x/Bo^*)^4 Bo^* / Pr_{IF}$$

領域で実験データを収集し、比較・検討した。本報ではサブクール領域についての結果と、新たに提案した熱伝達係数の推算法について報告する。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図1に示す。基本的には既報⁽⁹⁾と同様の強制循環ループで構成され、供試部は垂直上昇流である。循環にはダイヤフラムポンプを用い、加熱は交流直接通電によった。加熱供試管は内径 $d=8.03$ mm、外径9.99 mmのSUS304鋼管で作成し、加熱長は2 mとした。管壁温度は軸方向に0.1 mのピッチで合計19箇所の断面において、管軸に対して対称の位置に2対の外径0.2 mm E型 (CRC) 熱電対を取付け測定した。加熱用電極の位置には静圧孔を設け、差圧の測定値から温度測定断面での局所の静圧を推定した。熱電対による温

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus.

度測定精度は ± 0.15 Kであり、管肉厚の測定誤差や放熱の影響を考慮すると管内壁温度の推定値の誤差は ± 0.2 Kと見積もられる。

実験は、系圧力、流量、熱流束、入口サブクールを種々変えて行った。主な実験条件は次の通りである。

圧力 P : 0.3, 0.5, 1.0, 2.0 MPa

質量速度 G : 500, 750, 1000 kg/m²s

熱流束 q : $3 \sim 50 \times \text{W/m}^2$

入口温度 T_{in} : 85 ~ 245 °C

3. 実験結果

図2は、質量速度が一定で熱流束が異なる場合の、熱伝達係数 h_{TP} と熱力学的平衡クオリティ x の関係の例を示す。一連の実験により、サブクールから飽和核沸騰、強制対流蒸発に至る領域を包括したデータが得られたが、以下ではサブクール領域のみに限定して検討を進める。なお、著者らはほぼ同一内径の管を用いて直流通電加熱方式による実験を行いそのデータを提示しているが⁽⁹⁾、交流通電加熱方式による本実験結果ともよく一致することが確認された。また、図中の曲線は強制対流蒸発域に対して得られた実験式である。

サブクールが十分大きい領域では、伝熱様式は液単相の強制対流伝熱であるので、熱伝達係数はほぼ一定であるが、クオリティの増大と共に壁温が上昇し、やがて壁温が飽和温度をある程度上まわると沸騰が開始する。したがって、沸騰開始点は熱流束に大きく依存し、熱流束が大きいほど低いクオリティの領域から熱伝達係数の増大が見られる。

サブクール沸騰が生じ得るためには壁温 T_w が飽和温度 T_{sat} 以上になる必要があるが、 $T_w = T_{sat}$ となる点のクオリティを $-Bo^+$ とすると次式で表わされる。

$$Bo^+ = \frac{c_p(T_{sat} - T_b)}{h_{fg}} = \frac{q c_p}{h_{fg} h_L} \quad (1)$$

ただし、 c_p は比熱、 T_b はバルク温度、 h_{fg} は蒸発潜熱である。また、 h_L は全流量が液単相で流れる場合の熱伝達係数であり、本報では円管内乱流に対する Dittus-Boelter の式を用いて求めた。

Bo^+ の値は流量、熱流束、圧力などによって異なる。従って、クオリティを x/Bo^+ の形で表すことは、壁温の過熱度を考慮してサブクール度を表すことを意味し、物性値、流量、熱流束が異なる条件に対しても同じ尺度で比較することが可能になると考えられる。

図3は図2に示した実験値を、二相流と液単相流の熱伝達係数の比 h_{TP}/h_L と x/Bo^+ の関係で示した結果である。沸騰が生じているのが明確な $q > 10 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ の実験値を対象とした。図から、熱流束が小さいほど沸騰開始点が右に寄り、壁温が飽和温度を越えてもすぐには沸騰が生じないことが判る。また、同一の熱流束では、質量速度が大きいほど沸騰が生じにくくなっている。

図には従来の相関式^{(1),(2),(8)}による計算値を併記した。計算値の熱流束は実験値と対応しており、熱流束が高いほど熱伝達係数も高くなるような順に並んで表示されている。Jens-Lottes の式⁽¹⁾は実験値に比べてかなり低い値をとる。Thom らの式⁽²⁾では沸騰開始点は明確に規定されないが、沸騰開始後の実験値とは比較的近い値となっている。しかしながら、低熱流束の場合には満足すべき結果を示しておらず、前述のように質量速度の相違による熱伝達係数の相違は予測できない。Sekoguchi ら⁽⁸⁾の計算値は高熱流束では実験値と比較的よく一致しているが、 q/G が小さい場合は流量の影響を過大評価していくぶん低めの熱伝達係数を与える傾向がある。

4. サブクール沸騰熱伝達の理論解析

4.1 熱伝達係数の定義 本報で用いた解析方法は、Sekoguchi ら⁽⁸⁾が既に報告した方法を基礎にして修正を行ったものであるが、以下で簡単に説明する。

サブクール領域における沸騰流の熱流束 q が沸騰効果成分 q_b と強制対流効果成分 q_c から成るとすると、

$$q = q_b + q_c \quad (2)$$

全熱流束に対する熱伝達係数を h_{TP} 、強制対流熱伝効果による熱伝達係数を h_c とすると、次式で定義される。

Fig. 2 Flow boiling heat transfer data h_{TP} plotted against thermodynamic equilibrium quality x .

Fig. 3 Comparison of experimental data h_{TP}/h_L with various correlations in the subcooled region.

$$h_{TP} = q/(T_w - T_b) \quad (3)$$

$$h_c = q_c/(T_w - T_b) \quad (4)$$

式(2)~(4)から次の関係が得られる。

$$\frac{h_{TP}}{h_c} = \frac{q}{q_c} = \frac{1}{1 - q_b/q} \quad (5)$$

強制対流による熱伝達係数 h_c は、単相流の熱伝達係数 h_L に対して、気泡体積による速度の増大を考慮した形で与えられる。すなわち、真のクオリティを x_a 、ボイド率を α とすると、液体の質量流量は気体に変化した量だけ減少するため $(1 - x_a)$ 倍となるが、流速は $1/(1 - \alpha)$ 倍に増加する。 h_L は予備実験での単相流の測定値から Dittus-Boelter の式とよく一致することが確認された。したがって、熱伝達係数は平均流速の0.8乗に比例することから、 h_c は次式で表される。

$$h_c/h_L = \{(1 - x_a)/(1 - \alpha)\}^{0.8} \quad (6)$$

式(5)、(6)から次の関係を得る。

$$\frac{h_{TP}}{h_L} = \left(\frac{1 - x_a}{1 - \alpha} \right)^{0.8} \frac{1}{1 - q_b/q} \quad (7)$$

4.2 真のクオリティとボイド率の推算方法 サブクール領域における真のクオリティ及びボイド率の推定法は種々提案されている。Sekoguchiら⁽¹⁰⁾ は、サブクール領域における液体の温度分布は、沸騰のある場合でも伝熱面近傍の気泡層を除けば、液単相の強制対流伝熱による温度場と一致すること、また、このときの過熱液層はきわめて薄いことを見出した。この事実に基づき、速度及び温度分布が単相流と同様1/7乗則分布に従い、壁面近傍の過熱液層に相当する液体が気体に変換されるものとして、真のクオリティ x_a 及びボイド率 α を推定する方法⁽¹¹⁾を提案している。以下でもこれとほぼ同様にして真のクオリティ x_a とボイド率 α を求めた。

サブクール領域における流体の速度、温度分布は単相流のそれと相似であるとして1/7乗則に従うと仮定する。ただし、沸騰に伴う気泡生成のため、前述のように液体の速度が増加するものと考え、熱伝達係数は式(7)で与えられる。この熱伝達係数によって壁面からの熱流束が流体に伝えられることから、仮想的な流れの管断面内の温度分布が決定される。

サブクール沸騰が生ずる条件では壁面付近で液体は過熱状態となっているが、壁面から離脱した気泡が液体中に平衡を保って存在するためには、ある大きさの過熱度 ΔT_s が必要である。 ΔT_s は、気泡形状を直径 d_b の球とすると近似的に次式で表される。

$$\Delta T_s = \frac{4 T_{sat} v_g \sigma}{h_{fg} d_b} \quad (8)$$

ただし、 v_g は蒸気の比容積、 σ は表面張力である。 d_b についての詳細は不明である。壁面のキャビティとなり得る最大粗さに対応して $d_b = 5 \mu m$ とすると、圧力 0.3, 0.5, 1, 2 MPa に対してそれぞれ $\Delta T_s = 4.76, 2.92, 1.47, 0.71 K$ となる。サブクール液中で消滅する気泡の最小径についての情報は無いが、ここでは $d_b = 5 \mu m$ を用いた。

以上の考えに基づき、壁面近くの液体のうち $(T_{sat} + \Delta T_s)$ より高い温度に相当する熱量が蒸発に費やされるものとして、蒸発量から次式により真の乾き度 x_a を推定した。

$$x_a = \frac{2 \int_{r^*}^{r_i} c_p (T - T_{sat} - \Delta T_s) \rho_l u r dr}{r_i^2 G h_{fg}} \quad (9)$$

ただし、 ρ_l は液体密度、 u は速度、 r は半径座標であり、 r_i 、 r^* はそれぞれ管内半径、及び $T = T_{sat} + \Delta T_s$ となる位置の半径座標である。

以上のように推定した x_a から、Zuber-Findlay⁽¹²⁾ のドリフトフラックスモデルによりボイド率 α を求めた。

気泡流：

$$\alpha = \frac{j_g/(j_g + j_l)}{1 - 0.2 \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} + \sqrt{2} \frac{\{\sigma g(\rho_l - \rho_g)/\rho_l^2\}^{1/4}}{j_g + j_l}} \quad (10)$$

スラグ流：

$$\alpha = \frac{j_g}{1.2(j_g + j_l) + 0.35 \sqrt{gd(1 - \rho_g/\rho_l)}} \quad (11)$$

ここで、 g は重力加速度、 j_g 、 j_l は気体及び液体のみかけ速度であり、次式で表される。

$$j_g = G x_a / \rho_g, \quad j_l = G (1 - x_a) / \rho_l \quad (12)$$

ただし、気泡流とスラグ流の遷移境界は両式の交点から定まるが、 $\alpha \cong 0.4$ であった。 x_a の値は以上の関係式を用い、逐次繰り返し数値計算によって求めた。なお、 α を Smith⁽¹³⁾ の式で計算した場合も、本研究の対象範囲では最終の計算結果にほとんど差がなかった。

4.3 熱流束の沸騰効果成分 q_b の相関式 図4は熱伝達係数 h_{TP} の実験値と、上述の方法で推定した強制対流成分 h_c を比較した例である。図には既報⁽⁹⁾の実験値も併記している。 x が小さい領域では沸騰が生じないため気泡生成はなく、従って、単相流であるため h_{TP} と h_c はほぼ一致している。 x の増大とともに沸騰効果により h_{TP} は急激に大きくなり、 h_c との差も次第に増している。図に示すように熱流束が一定の場合、質量速度が小さいほど h_{TP} が h_c から離れていく x は小さくなる。

さて、 h_c の推算値が得られると、式(4)によって沸騰効果による熱流束成分 q_b を求めることができる。すな

Fig. 4 Comparison of heat transfer coefficient data h_{TP} with calculated forced convection contribution h_c .

Fig. 5 Relation between nucleate boiling heat flux component q_b/q and quality x .

わち,

$$q_b/q = 1 - q_c/q = 1 - h_c/h_{TP} \quad (13)$$

図5は以上の計算によって求めた q_b/q と x の関係を示す。熱流束が大きくなるほど q_b/q は大きく、より低いクオリティから沸騰効果が大きくなっていることが判る。

図6はクオリティを相対的に表した $(1+x/Bo^+)$ と q_b/q の関係を示す。横軸の0は $x = -Bo^+$ 、1は $x = 0$ の点に対応し、 $x = -Bo^+$ の点では沸騰は生じていない。同一熱流束の実験値はほぼ一直線上にあり、それらを横軸に平行移動すれば実線で示す一つの直線関係で表されるものと推察される。その移動距離は q_b/q が0となる点、すなわち沸騰開始点の $(1+x/Bo^+)$ の値に対応することになり、沸騰開始の遅延効果を表す。この値は熱流束が大きいくほど小さいことから、気泡生成の助成因子として熱流束 q を含む無次元量 Bo を考慮し、 $Bo^{-0.54}$ が最適であるとの結論を得た。

図7はその整理結果を示す。同一の圧力、質量速度の実験値がほぼ一つの直線でまとめられることが判る。ただし、沸騰開始の遅延効果、すなわち $Bo^{-0.54}$ に掛かる係数は高質量速度ほど大きくなっている。気泡生成の

Fig. 6 Relation between q_b/q and $1 + x/Bo^+$.

Fig. 7 Arrangement of q_b/q data by considering the effect of boiling number Bo on ONB.

抑制因子として G を含む無次元量 Re の0.38乗を、また、圧力などの物性値の影響を気液密度比 (ρ_l/ρ_g) の0.2乗を導入して実験値を再整理した結果を図8に示す。図から判るように、異なった質量速度に対してもほぼ一つの直線でまとめられる。ただし、圧力によって直線の傾きが異なっている。核沸騰熱伝達に及ぼす圧力の影響は従来の研究で詳細に調べられているが、それを表すパラメータとして決定的なものは得られていない。ここでは物性値を代表するものとして、気液の密度を考慮し ρ_g/ρ_l を採用した。このようにして実験値を整理し、最終的に q_b/q の相関式として次式を得た。

$$q_b/q = 1.4(\rho_g/\rho_l)^{0.1} \left\{ 1 + x/Bo^+ - 1.8 \times 10^{-5} Re^{0.38} (\rho_l/\rho_g)^{0.2} Bo^{-0.54} \right\} \quad (14)$$

Fig. 8 Arrangement of q_b/q by considering the effects of Re and ρ_l/ρ_g on ONB.

Fig. 9 Comparisons of experimental data with Eq.(14).

図9は上式の関係に基づいて、本実験で得られたサブクール沸騰領域の全データを整理した結果である。 $P = 0.3$ MPaではばらつきは比較的大きいが、それ以外の圧力では良好な結果が得られている。 q_b/q は上述のように q_c/q を差し引いて求めた値であるため、全熱流束($q_b + q_c$)について考えるとそのばらつきは相対的に小さく、図に示すように $P = 0.3$ MPaを除いてほぼ $\pm 10\%$ の範囲内にある。

図9の各圧力に対するデータ点数と標準偏差を表2に示す。ただし、()内の数値は全熱流束($q_b + q_c$)に対する標準偏差である。

5. 熱伝達係数の計算値と実験値との比較

図10は、熱伝達係数 h_{TP} の実験値と上述の関係を用いて求めた計算値の比較結果を示す。縦軸は熱伝達係数比 h_{TP}/h_L 、横軸は $x/Bo +$ を表す。実線は本報の方法による計算値であり、表1に示すShah⁽⁵⁾、Kandlikar⁽⁶⁾、Sekoguchiら⁽⁸⁾の相関式とも比較している。Liu-Winterton⁽⁷⁾の式は、 $F = \{1 + xPr_l(\rho_l/\rho_g - 1)\}^{0.35}$ の値が高サブクール領域では定まらないため適用範囲がかなり限定される。計算可能な領域では本実験値と比較的よく一致したが、図には示していない。

Shahの低サブクール領域に対する式は実験値と良好な一致を示すが、高サブクール領域に対する式はかなり高めの熱伝達係数を予測する。これに対して、Kandlikarは、 $x < x_N$ の領域でShahの低サブクール領域に対する

Table 2 Number of data and standard deviation in Fig.9

P(MPa)	Number of data	Standard deviation
0.3	236	6.51 % (1.92 %)
0.5	282	5.96 % (1.67 %)
1.0	333	5.48 % (1.86 %)
2.0	307	5.71 % (2.16 %)

式を推奨し、 $x_N < x < 0$ ではこれに修正を加えた式を提案している。実験値と比較すると、高熱流束の条件ではよく一致しているが、低熱流束では修正式による計算値はかなり低い値となっている。

本計算法による値は全般的に実験値と良好な一致を示しており、既報のSekoguchiら⁽⁸⁾の計算値に比べて、低熱流束でも比較的良好に一致している。また、式(14)の関係で明瞭にされた沸騰開始点についても、実験値と比較的良好に対応していることが判る。

$P = 0.5$ MPaの場合に、本計算値のみならず他の相関式でも実験値より高い熱伝達係数を与える傾向がある。Cooper⁽¹⁴⁾は沸騰流の飽和領域における熱伝達に対する圧力の影響を調べ、約0.5 MPaより低圧の領域と高圧の領域で不連続な傾向のあることを見出しているが、本実験結果でも同様な傾向が表れている。現在のところ、沸騰熱伝達に対する圧力の影響を表すパラメータとして一般的なものとは得られていない。本研究では

Fig. 10 Comparisons of experimental data of h_{TP}/h_L with calculated values by the present model and other correlations.

式(14)のように $1.4(\rho_g/\rho_l)^{0.1}$ を用いたが、どのようなパラメータで表わすのが適当かは今後の課題である。

4. 結 言

水を供試流体として管内垂直上昇流の沸騰伝熱実験を行い、サブクールから飽和核沸騰、強制対流蒸発に至る広範囲の領域で熱伝達係数を測定した。本報告ではサブクール領域の実験値について検討し、その伝熱モデルを構築した。主な結果は以下の通りである。

(1) 熱伝達係数の実験値を従来の各種相関式と比較したところ、広範囲の条件に対して適用性のあるものは認められなかった。とくに、流量の影響を考慮する必要のあることが明らかとなった。

(2) 物性値、流量、熱流束が異なる条件でのサブクール沸騰熱伝達係数を比較するにあたって、クオリティ x より壁温の過熱度を表す x/Bo^+ が有用であることを示した。

(3) サブクール領域における沸騰流の伝熱量が、強制対流効果と沸騰効果の両成分から成るとする伝熱モデルに基づき、熱伝達係数の推算法を提案した。この方法は、世古口らによるボイド率の推算法⁽¹¹⁾を基礎としているが、強制対流成分については液体の過熱を考慮した式(8)による修正を加えて評価し、沸騰効果については沸騰開始点を表す項を含む式(14)で与えている。本推算法による計算値は、全般的に実験値とよく一致することを示した。

最後に本研究に協力された浜田幸一（住友金属工業）、西住健治（関西電力）の両君に感謝の意を表します。

文 献

- (1) Jens, W.H. and Lottes, P.A., U.S. AEC Rep. ANL-4627, 1951.
- (2) Thom, J.R.S. ほか 3 名, *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, **180**, Pt 3C, (1965-1966), 226.
- (3) Clark, J.A. and Rohsenow, W.M., *Trans ASME*, **76**, (1954), 553.
- (4) Bergles, A.E. and Rohsenow, W.M., *Trans. ASME, Ser.C*, **86**, (1964), 365.
- (5) Shah, M.M., *ASHARE Trans.*, **83-1**, (1977), 202.
- (6) Liu, Z. and Winterton, R.H.S., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **34-11**, (1991), 2759.
- (7) Kandlikar, S.G., *Trans. ASME, Ser.C*, **113-1**, (1991), 190.
- (8) Sekoguchi, K. ほか 4 名, *Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf.*, **4**, (1982), 243.
- (9) Sekoguchi, K. ほか 4 名 *Dynamic of Two-Phase Flows*, CRC Press, (1992), 669.
- (10) Sekoguchi, K. ほか 4 名, *Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf.*, **4**, (1974), 180.
- (11) 世古口・ほか 3 名, *機論*, **46-401**, (1980), 111.
- (12) Zuber, N. and Findlay, J.A., *Trans ASME, Ser.C*, **87-4**, (1965), 453.
- (13) Smith, S.L., *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, **184-1**, No.36, (1969-1970), 647.
- (14) Cooper, M.G., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **32-3**, (1989), 459.