



技術解説

サブクール領域の 強制対流沸騰伝熱特性の予測

世古 口 言 彦*

Prediction of Heat Transfer Characteristics in Forced Convective Subcooled Boiling

Key Words : Subcooled Boiling Heat Transfer, Forced Convective Effect, Boiling Effect, True Quality, Void Fraction

1. はじめに

熱・エネルギー産業上にみられる蒸気発生器には、火力・原子力発電用からガスタービンとのコンバインド用ボイラ、流動床ボイラ、その他多種多様の中小型ボイラを初め水を作動流体とするものが多いのであるが、水以外の液体の蒸気発生器もまた少なくない。例えば、空調機用のフロン、リチウムブロマ이드水溶液、都市ガス用の液化天然ガス等を扱う蒸気発生器が広く利用されているのは周知のとおりである。これらは、蒸気発生容量、圧力、熱流束、流体の質量速度、熱力学的状態(過冷却の程度、あるいは蒸気が占める流量割合)、流体の種類、流路の寸法・形状、流動方向等が異なるために、それぞれが抱えている技術的課題、特に熱流動工学的視点からの課題は多岐にわたっている。

本技術解説では、その対象をサブクール領域の熱流動特性の評価方法に焦点を絞って述べる。サブクール領域は、ほとんどすべての蒸気発生器内の相変化過程に共通して包含されているものであるにもかかわらず、この領域で発生する気泡の成長と減退の微妙なバランスが現象の本質であるために、流動と伝熱のいずれの点にお

いても的確に解析することが困難とされ、十分に理解されているとはいえない。

一般に、伝熱システムの特性は伝熱面温度支配 (wall temperature controlled) であるか、熱流束支配 (heat flux controlled) であるかによって問題の起こり方が異なるといえる。前者の場合、所定の温度差の下でどれだけ多く熱を伝達するかが技術上の問題である。いいかえれば、サブクール沸騰の熱伝達係数についての適正な分析力が問われる場合で、これを誤れば伝熱面積が大き過ぎたり、逆に小さ過ぎたりして、大変な不都合が生じる。伝熱面温度支配型の蒸気発生器では常に留意すべき点である。

後者の場合にも熱伝達係数の大きさが鍵を握っているが、この場合の関心事は、伝熱面温度がどこまで上がるかという問題である。通常、伝熱面温度の許容される上限はプロセスによって異なっている。例えば、原子炉の炉心の熱除去では燃料棒が焼損しないことがまず前提条件である。最近の非フロン化の潮流の中で、重要な役割を果たしている吸収式冷暖房機の冷媒発生装置である再生器の場合には、伝熱面温度を下げることで、つまり熱伝達係数を向上させることが伝熱面を構成している金属の腐食と水素ガスの発生量を抑制する有効な手段と考えられている⁽¹⁾。

以上のようにサブクール沸騰領域に限ってもその伝熱特性の予測方法を確立することは、熱設計技術に貢献するところが多くなってきている。本報は、この問題を流動・伝熱機構を踏ま



*Kotohiko SEKOGUCHI
1933年6月9日生
1961年大阪大学大学院工学研究科
博士課程修了
現在、大阪大学工学部機械工学科、
教授、工学博士、熱流動工学
TEL 06-877-5111 (内線 4221)

えて体系的に扱う方法としては、今のところ唯一のものである著者の研究成果を中心にして紹介する⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾。本文からうかがえるように、これまでは作動流体として水を対象とした研究が主となっていたが、今日では吸収式冷凍機で広く用いられているリチウムブロマイド水溶液のような水以外の流体についても研究が進められており⁽⁶⁾、今後この方面の研究が一層の進展をみるものと期待される。

なお、サブクール領域の終端における伝熱特性を論ずることは、これに繋がる飽和領域の出発点のそれを論ずることでもあり、単にサブクール領域の議論にとどまらない重要な意味を持っている。その重要性は、飽和領域の始点における熱伝達係数をベースとして、いわゆるポストドライアウトまでの伝熱性能を整理するのが普通になっていることを想起すると容易に首肯される。

2. 強制対流沸騰の熱流動特性に関する遷移過程

蒸発伝熱面の入口において流体が十分大きな

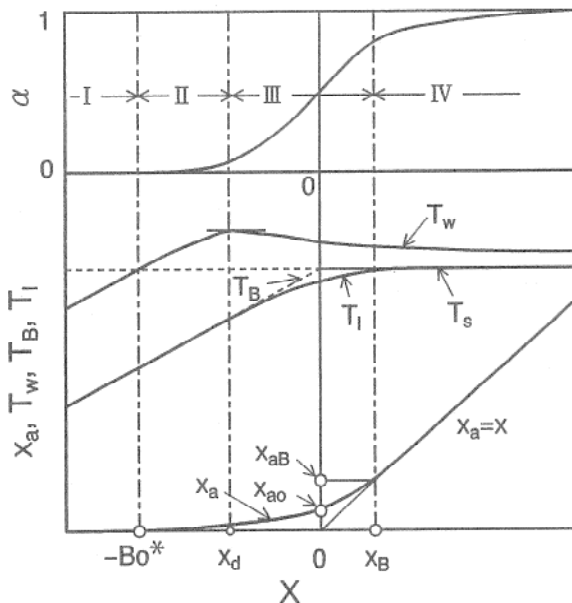


図1 熱力学的平衡クオリティ x の増加に伴う真のクオリティ x_a 、ボイド率 α 、伝熱面温度 T_w 、液相のみの平均温度 T_l 、蒸気と液体の混合平均温度 T_B の変化と伝熱形態の対応。

- I : 液単相強制対流伝熱
- II : サブクール沸騰伝熱 (第1領域)
- III : サブクール沸騰伝熱 (第2領域)
- IV : 飽和沸騰伝熱 (T_s : 飽和温度)

サブクーリングを有する場合、伝熱プロセスはまず液体単相の強制対流伝熱を呈する。受熱に伴ってクオリティが増加すると共にサブクール沸騰を経て飽和沸騰へと移行する。この際にみられる主な熱流動パラメータのクオリティ x に対する変化過程を示すと、図1のようになる。図の縦軸にはボイド率 α 、伝熱面温度 T_w 、流体の液相のみの平均温度 T_l 、蒸気と液体の混合平均温度 T_B 、及び真のクオリティ x_a がとられている。図において、沸騰流の伝熱形態は I から IV に区分されていて、I は液体単相の強制対流伝熱、II と III はサブクール沸騰伝熱、IV は飽和沸騰伝熱をそれぞれ示している。

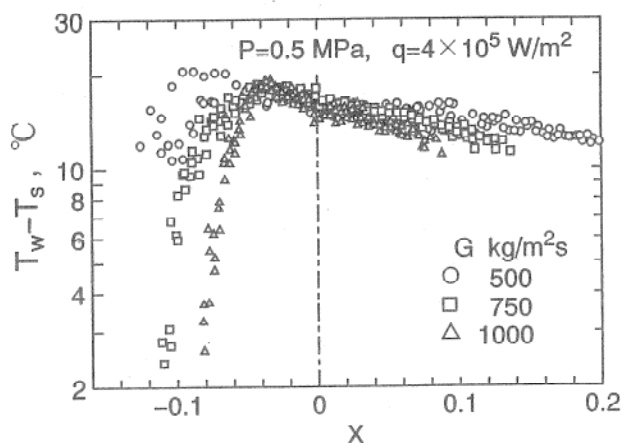
ただし、II はサブクール沸騰の第1領域で、沸騰によって生成した気泡は伝熱面近傍にのみ存在し、気泡は過熱液からの蒸発とサブクール液への凝縮の不安定なバランスの下で成長と減退を繰り返しつつ緩やかに大きくなり、発生頻度も増えていく。この領域でのボイド率はきわめて小さく⁽⁵⁾、流体の平均速度の変化は無視できるほどである。III はサブクール沸騰の第2領域で、伝熱面上の気泡の成長は顕著になり、従ってボイド率の増加も急激となる。沸騰の様相は飽和沸騰領域のそれに似通ったものとなることから、擬似飽和沸騰という。

3. サブクール沸騰領域の伝熱の取り扱い

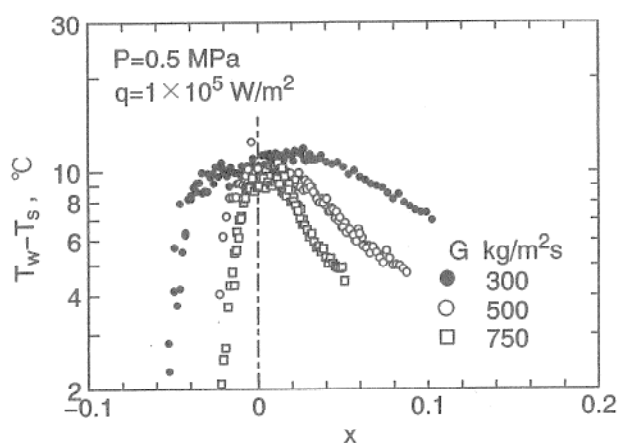
3.1 相違する2つの考え方

サブクール沸騰領域の熱伝達の評価には大別して2つの方法がある。その1つは、熱力学的平衡クオリティ $x=0$ における伝熱面過熱度 ($\Delta T_{sat}=T_w-T_s$; T_s は飽和温度) が熱流束と圧力とで関係付けられるものとして実験的に定め、この伝熱面過熱度の値がサブクール領域全体に適用しうるとする方法である⁽⁷⁾⁽⁸⁾。これでは蒸発管に沿って伝熱面過熱度が一定であるとみなしていることになるが、実際の伝熱面過熱度は一定ではなく、クオリティと共に変化しており、質量流速の増加によっても影響を受けるものである。その実例を図2に示す。

図によれば、伝熱面過熱度はクオリティと共に増加し、極大値をとったあと減少する傾向がある。また、一般に、熱流束の増加では大きく



(a)



(b)

図2 熱力学的平衡クオリティの増加に伴う伝熱面過熱度 ($T_w - T_s$) の変化の測定例。
P: 系内圧力, q: 熱流束, G: 質量流速

なるが、クオリティの零近傍を除き質量流速の増加によって減少する。上記の第1の方法は、プール沸騰伝熱で通常行なわれている取り扱い方、すなわち1つの液体に対する伝熱面過熱度は、熱流束と圧力とに関係付けうるという考えを、単に踏襲したものである。このために、質量流速とクオリティの影響がまったく考慮されておらず、強制対流サブクール沸騰の伝熱特性の予測方法としては根本的に無理があるといえる。

他の方法は、沸騰伝熱効果に加えて強制対流伝熱効果を考慮する方法である。実測によって得られる熱伝達係数にはこれらの2つの効果が重畳しているから、それぞれを評価して取り扱うにはいずれかを別途に決定する必要がある。

この第2の方法での最大の問題は、いずれかの伝熱効果を決定するための適切な方策をいかに構築するかにある。後述のように、著者の方法では液体単相の強制対流伝熱の評価手法を修正して、強制対流サブクール沸騰下の対流伝熱効果を決定している。

3.2 沸騰と対流の各伝熱効果に対する基本的関係

サブクール領域における強制対流沸騰伝熱による熱流束 q が、沸騰効果による熱流束 q_b と強制対流効果による熱流束 q_c とから成っているとする。すなわち、

$$q = q_b + q_c \quad \dots\dots\dots(1)$$

強制対流サブクール沸騰の熱伝達係数を h_{TP} 、強制対流伝熱効果による熱伝達係数を h_c と記すと、次式のように定義される。

$$h_{TP} = q / (T_w - T_B) \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$h_c = q_c / (T_w - T_B) \quad \dots\dots\dots(3)$$

ここで、 h_c は単相流の熱伝達係数を与える Colburn の相関式を修正して使用する。修正に際しては、サブクール沸騰による気泡の生成が液体の速度を増加させることを考慮に入れる。つまり、サブクール下の液中に存在する気泡のボイド率を α 、真のクオリティを x_a 、流体全体の質量速度を G とすると、液相の質量速度は $G\{(1-x_a)/(1-\alpha)\}$ となるから、修正した Colburn の相関式は次のようになる。

$$\frac{h_c}{c_{pl} G \left(\frac{1-x_a}{1-\alpha} \right) P_{rIF}^{2/3}} = \frac{0.023}{\left[\frac{D}{\mu_{IF}} G \left(\frac{1-x_a}{1-\alpha} \right) \right]^{0.2}} \quad \dots\dots\dots(4)$$

あるいは、全質量速度でもって液相として流れているときの熱伝達係数を h_L と書くと、上式は次のようになる。

$$h_c = h_L \left(\frac{1-x_a}{1-\alpha} \right)^{0.8} \quad \dots\dots\dots(5)$$

ここで、 c_{pl} は液体の定圧比熱、 μ_{IF} は液体の粘性係数、 P_{rIF} は液体のプラントル数、 D は管内径である。

式(1)から(3)の関係によって次式が得られる。

$$h_{TP}/h_c = q/q_c = (1 - q_b/q)^{-1} \dots\dots\dots(6)$$

これは式(5)を用いて次のように書き改められる。

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

実験あるいは設計において、多くの場合熱流束 q と h_L は測定されるか、あるいはあらかじめ予測しうる値とみなすことができる。従って、サブクール沸騰領域の熱伝達係数 h_{TP} は、上式から分かるように真のクオリティ x_a とボイド率 α 及び沸騰による熱流束 q_b を推定できれば、決定することができる。そこで、これら3つの未知のパラメータの推定が問題であるが、推算の骨組みは次のようになっている。

まず、真のクオリティを次章で述べる理論的關係から定めたあと、経験式を使ってボイド率を決定する。次に、熱流束のうち沸騰効果による q_b を実験から求めた相関式によって推算する。以下においては、これらの各パラメータの求め方について順次解説する。

4. サブクール沸騰領域のボイド率

4.1 真のクオリティの推算法

サブクール沸騰状態における気泡の消長については既に触れたとおり、伝熱面近傍の過熱液層内にある気泡の表面では蒸発を進行させる一方、管中心側のサブクール液に接している表面では凝縮が生じているために、気泡がどのように成長あるいは衰退するかは成長に対して相反するこれら2つの要因のバランスの結果に依存している。真のクオリティの予測には、各要因についての予測式を導出し、それらの差から決定する方法が考えられているが、これは大きな誤差を生じやすく実用に耐えないことが容易に判る。サブクール沸騰における管断面内の温度分布にみられる特徴分析⁽⁵⁾によれば、サブクール液の温度分布は沸騰のある場合でも液体単相の強制対流伝熱による温度場のそれと一致すること、またこのときの過熱液層はきわめて薄くなっていることが見いだされている。ただし、液体の速度は壁面近傍の気泡発生による増速効果を考慮した結果と比較するものとする。

この実験事実は、『液体単相の温度分布において飽和温度よりも高い温度、つまり過熱した液層に相当した流体が蒸発し、気泡を形成しているとみなしうる』という前提に立って解析モデルを導出することの可能性を示唆するものである。これによって真のクオリティを与える解析的關係が得られており、多くの実験者のデータとの一致も良好であることが明らかにされた⁽⁵⁾。このようにして初めて安心して使える解析手法が確立されたのである。ここでは、その結果のみを記す。

ある熱力学的平衡クオリティ x に対する真のクオリティ x_a は次式のように与えられる。

$$x_a = B_o^* \left[\frac{2}{7} \left\{ \frac{5}{6} \left(1 + \frac{x}{B_o^*} \right) \right\}^9 - \frac{3}{35} \left\{ \frac{5}{6} \left(1 + \frac{x}{B_o^*} \right) \right\}^{16} \right] \dots\dots\dots(8)$$

ここで、記号の定義は次のとおりである。

$$B_o^* = B_o^+ / \left(\frac{1-x_a}{1-\alpha} \right)^{0.8} \dots\dots\dots(9)$$

$$B_o^+ = B_o \left(\frac{P_{rIF}^{2/3}}{0.023 \mu_{IF}^{0.2}} \right) (GD)^{0.2} \dots\dots\dots(10)$$

$$B_o = q / (h_{fg} G) \dots\dots\dots(11)$$

B_o はボイリング数で、これを含む B_o^+ と B_o^* はいずれも無次元数であり、 h_{fg} は蒸発熱である。なお、式(8)が適用される x の範囲は図1に示されている $x_b \geq x \geq -B_o^*$ で、 $-B_o^*$ は伝熱面の表面温度 T_w が飽和温度 T_s に達した位置のクオリティを意味している。すなわち、 $T_w = T_s$ の位置においては伝熱面温度 T_w と流体の混合平均温度 T_B の差 ($T_w - T_B$) が、サブクーリング ($T_s - T_B$) に一致する。沸騰開始点では $q = q_c$ であるから、式(3)は次のように書き直せる。

$$(T_s - T_B) = q / h_c \dots\dots\dots(12)$$

h_c は式(4)において $x_a = 0$, $\alpha = 0$ であるから、

$$h_c = \frac{0.023 c_{pI} G}{P_{rIF}^{2/3} (DG / \mu_{IF})^{0.2}} \dots\dots\dots(13)$$

と書くことができる。他方、熱力学的平衡クオリティ x とサブクーリングの関係は、

$$x = -(T_s - T_B)c_{pl}/h_{fg} \quad \dots\dots\dots(14)$$

となり、以上3つの関係とボイリング数の定義式から、 $T_w = T_s$ におけるクオリティ x が $-B^*$ で与えられることが分かる。

また、管中心におけるサブクーリングが零になる位置、すなわちサブクール沸騰から飽和沸騰への遷移点に対するクオリティ x_B は、理論的に次式のようになることが明らかにされている⁽⁵⁾。

$$x_B = 0.2 B_0^* \quad \dots\dots\dots(15)$$

以上のように、サブクール沸騰の開始点からその終了点までの真のクオリティは式(8)によって予測することができ、それ以降では熱力学的平衡クオリティと真のクオリティは一致する。

4.2 真のクオリティとボイド率の関係

ボイド率を与える相関式はすでに数多く提案されている。ここでは、一例を示しておく⁽⁹⁾。

$$\alpha = \left[1 + \phi \frac{\rho_g}{\rho_l} \left(\frac{1}{x_a} - 1 \right) + (1 - \phi) \frac{\rho_g}{\rho_l} \left(\frac{1}{x_a} - 1 \right) \times \left\{ \frac{\rho_l / \rho_g + \phi(1/x_a - 1)}{1 + \phi(1/x_a - 1)} \right\}^{1/2} \right]^{-1} \quad \dots\dots\dots(16)$$

ここで、 ϕ は流れの構造が環状液膜と、液滴を均質に包含したガスコアとから成っているとときの全液流量に対する液滴流量の割合で、通常、0.4にとられているものである。

以上に述べたような方法によって推算された真のクオリティに基づくボイド率と測定値との比較検討が水を用いて行なわれている⁽⁵⁾。それによると、圧力：0.1～13.8MPa、熱流束：1.9～383×10⁴W/m²、質量速度：130.5～5097kg/m²sの広い実験条件に対して良好な結果を得ている。

5. サブクール沸騰の熱伝達係数の推算方法

熱流束 q が強制対流と沸騰の2つの伝熱効果による熱流束 q_c と q_b から成るとし、まず4章の方法で真のクオリティとボイド率を決定し、

次いで3章の方法で対流伝熱効果による熱伝達係数を求め、これと実験的に得られた伝熱面過熱度を用いて式(3)から q_c を推算する。 q_c が得られると、 q_b は $(q - q_c)$ として定められる。このようにして決定した q_b の実験データに基づいて導出された q_b の相関式を以下に示す。

真のクオリティを決定する理論的關係の中に含まれている主要パラメータ B_0^* と $(1 + x/B_0^*)$ 、更に液体のプラントル数 Pr_{lF} から構成される次の無次元パラメータを定義し、これと q_b/q との関係を求めている。

$$\zeta_a^* = (1 + x/B_0^*)^4 B_0^* Pr_{lF}^{-1} \quad \dots\dots\dots(17)$$

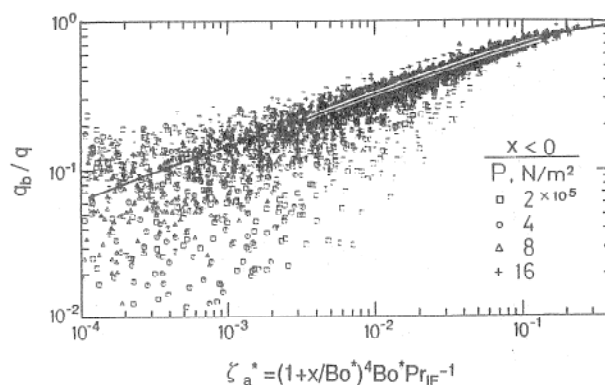


図3 沸騰効果による熱流束 q_b の全熱流束 q に対する比率と ζ_a^* の関係。

q_b/q と ζ_a^* の実験的關係を図3に示す。図中の実線は次式によって描いたものである。

$$q_b/q = \xi / (1 + \xi) \quad \dots\dots\dots(18)$$

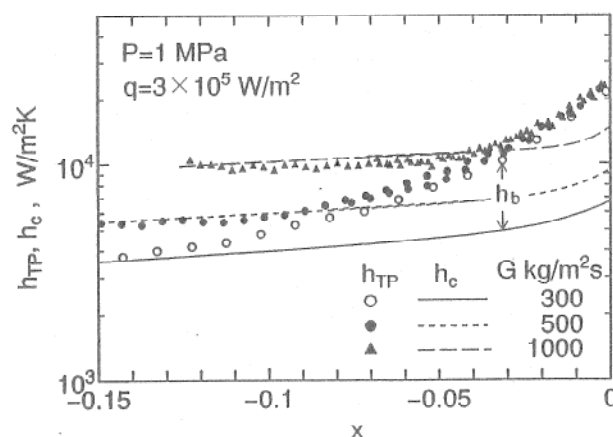


図4 サブクール沸騰の熱伝達係数 h_{TP} の実験値と対流効果に対する熱伝達係数 h_c の予測値。
 h_b : 沸騰効果に対する熱伝達係数、
 $h_{TP} = h_b + h_c$ 。

ここで、 ξ は次式で定義される。

$$\xi = 60\zeta_a^{*1.6} + 2.6\zeta_a^{*0.4} \quad \dots\dots\dots(19)$$

以上に述べた熱伝達係数の決定方法による推算結果と測定結果との比較例を次に示す。

最初に、強制対流サブクール沸騰の熱伝達係数 h_{TP} の実験値に対して強制対流効果を示す熱伝達係数 h_c がどのような大きさを占めている

かを図4に示す。 h_c は実験によって直接的に定めることはできないから、3章と4章の方法を用いて決定したものである。なお、図中の h_b は沸騰効果による熱伝達係数で、 $q_b/(T_w - T_b)$ で定義される。

熱力学的平衡クオリティが十分小さい値をとる領域での伝熱は、液体単相の伝熱形態をとっているはずであるから、 h_{TP} と h_c は一致する。サブクール沸騰が始まると、次第に h_{TP} は大きくなっていくがその増え方は、クオリティの増加に伴って大きくなる。同様の傾向は h_c と h_b にもみられる。 h_{TP} の値は低クオリティ領域においては質量流速とともに大きくなるが、この質量速度の顕著な影響はクオリティが零に近付くとほとんどみられなくなる。このことは、 $x=0$ における h_{TP} に占める h_b の割合が、質量速度の増加に伴って小さくなるということを意味している。図4の最も大きな質量速度の場合には、 h_b の割合は半分以下となっている。

さて、 h_c の予測値に加えて本章で紹介した方法で q_b を求め、これから h_b を算出して h_c との和でもって h_{TP} を決定するほか、 q_b を式(7)に代入して h_{TP} を求めることもできる。計算手続きは少し異なるが、内容は同じである。このようにして推算した h_{TP} と実験値との対応をみた例を図5に示す。図では縦軸に流体の全流量を液体として流動させたときの熱伝達係数である h_L との比 h_{TP}/h_L がとられている。一方、横軸には真のクオリティを用いた Martinelli パラメータ X_{tta} の逆数がとられている。すなわち、

$$X_{tta} = (\mu_l/\mu_g)^{0.1} (\rho_g/\rho_l)^{0.5} \cdot \{(1-x_a)/x_a\}^{0.9}$$

と定義されている。

X_{tta} の逆数は熱力学的平衡クオリティに比例して増加するパラメータと考えて差支えないから、サブクール沸騰領域から飽和沸騰領域へと移行するにつれて、 h_{TP}/h_L は増加傾向にあった値が、いったん横ばいとなり、その後再び増加に転じる。最初の増加域がサブクール沸騰領域で、横ばいになった位置から飽和沸騰領域に入っている。図4でみられるように、飽和沸騰領域へ移行する直前には h_b は急激な増加を呈

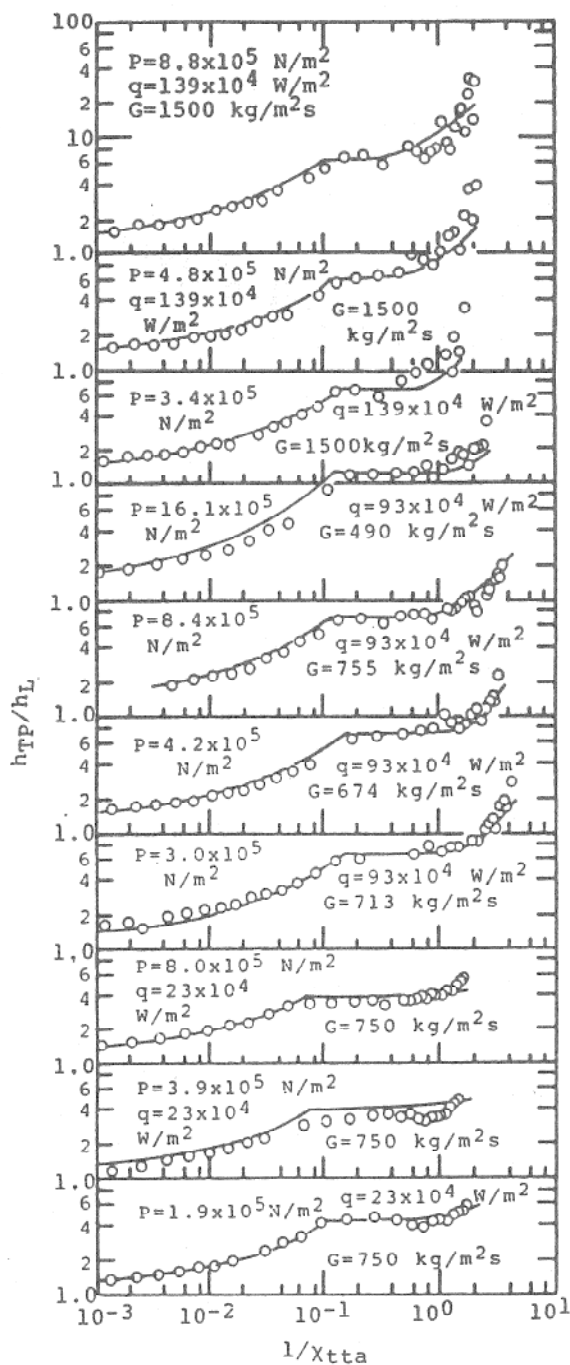


図5 サブクール沸騰の熱伝達係数の予測結果と実験結果との比較。

する。しかし、次の理由によって飽和沸騰領域に入ってから減少に向う。クオリティの増加に伴って蒸気-水二相流の速度が増し、温度境界層が薄くなることに起因して対流伝熱効果が増進する一方で、伝熱面に接する過熱液層の薄層化をもたらすために沸騰伝熱効果を減少させる。このように上記の2つの伝熱効果は相殺する傾向にあり、結果として沸騰効果が減少し終るまでは h_{TP} はクオリティに対してあまり変化しないということになるのである。

沸騰伝熱効果はクオリティの増加につれて減少の一途をたどるために、やがて対流伝熱が支配的となり、沸騰が十分抑制されたあとは熱伝達係数の上昇が直接的に h_{TP} の上昇となって現われる。このように沸騰の影響が消失した領域を沸騰抑制域と称している。

図5において○印で示した実験値と、実線の予測値とはよく一致しているといえる。なお、本文では、飽和沸騰域以降の伝熱特性の予測については触れていないが、これについては文献(2)及び(4)を参照されたい。

6. ま と め

沸騰伝熱の研究が始まって既に半世紀以上になるにもかかわらず、強制対流沸騰の伝熱機構に対する理解が得られていないということは、多くのハンドブックをはじめテキストの記載がそれを示している。初歩的な誤りであるが、よく遭遇する例として、強制対流沸騰の実験結果をプール沸騰の際に用いている沸騰曲線で整理する方法、つまり熱流束と伝熱面過熱度の相関関係を調べる方法で処理ができると思い込んでいる場合がある。特に、プール沸騰ではサブクール状態を扱わないために、強制対流サブクール沸騰となると著しく混乱を招くようである。その混乱の最たる原因は、サブクール沸騰時の真のクオリティを的確に予測しうる信頼性の高い方法を知らなかったことにある。

吸収式冷凍機の再生器のように、サブクール沸騰領域が伝熱面の相当部分を占めるプロセス

において、伝熱機構の正しい理解の下に効果的な伝熱促進方法を講じ、伝熱面温度をより低く維持することができれば、吸収式冷凍機の大型化を迎えている今日の技術上の重要課題である腐食防止と水素ガスの発生抑制に大いに寄与するものといえる。このような意味において、本技術解説が再生器の熱設計に多少ともお役に立ち、なおかつ認識の十分でない強制対流沸騰に対する一般的理解を深めることに役立てば幸いである。

参 考 文 献

- 1) 茂木聖行, 黒河圭子, 須斎 嵩, 神足勝英, 小向 茂: Sanyo Technical Review, Vol.23, No.3, (1991) 122-132.
- 2) Sekoguchi, K., Tanaka, O., Ueno, T., Yamashita, M., and Esaki, S.: 7th Int. H. T. C., Vol. 4, (1982) 243-248.
- 3) Sekoguchi, K., Zhen-Xing, H., Kaji, M., Imasaka, T., and Sumiyoshi, Y.: "Dynamics of Two-Phase Flows", CRC Press, (1992) 669-688.
- 4) 加治増夫, 浜田幸一, 西住健治, 古川雅裕, 森幸治, 世古口言彦: 日本伝熱シンポジウム, Vol.I, B133, (1993) 112-114.
- 5) 世古口言彦, 田中収, 江崎秀司, 香月憲昭, 中里見正夫: 日本機械学会論文集B, 46巻, 401号, (1980) 111-120.
- 6) 古川雅裕, 榎本英一, 世古口言彦: 日本冷凍協会論文集, 10巻, 2号, (1993) 209-217.
- 7) Jens, W. H., and Lottes, P. A., ANL Rept.-1482, 1951.
- 8) Thom, J. R. S., Walker, W. M., Fallon, T. A. and Keising, G. F. S., Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 180-Pt-3C, (1965-1966) 226-246.
- 9) Smith, S. L., Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 184-Pt-1, (1969-1970) 647-664.