



Title	限界水位における粒子層内沸騰熱伝達
Author(s)	福迫, 尚一郎; Fukusako, Shoichiro; 江口, 徳雄 他
Citation	北海道大學工学部研究報告, 132, 49-57
Issue Date	1986-07-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41993
Type	departmental bulletin paper
File Information	132_49-58.pdf



限界水位における粒子層内沸騰熱伝達

福迫尚一郎 江口 徳雄 関 信弘

(昭和 61 年 3 月 31 日受理)

Boiling Heat—Transfer Performance at Critical Water Level in a Porous Bed

Shoichiro FUKUSAKO, Norio EGUCHI and Nobuhiro SEKI

(Received March 31, 1986)

abstract

An experimental and analytical investigation was conducted to determine boiling heat—transfer performance at a critical water level in a porous bed. Four kinds of the particles of glass, alumina, steel, and copper balls were utilized as the testing porous beds. It was observed that there might be a critical water level for which a maximum boiling heat—transfer coefficient took place at a given ΔT_s . The critical water level was obtained carefully by injecting saturated water. The analyses were found to correlate reasonably the tendencies of the experimental results.

1. ま え が き

沸騰において液位がある限度以下に低下すると、熱伝達率が急上昇し、極大値を経て伝熱面が乾燥するが、その熱伝達率は高液位の場合に比べて数倍高く、また伝熱面上に半球状の気泡が成長することが報告されている。¹⁾

最近、伝熱面上に粒子層を設置したり、粒子の焼結層を持つ高性能伝熱面の研究が行なわれており、それにより約 10 倍程度高い熱伝達が得られることが知られている。また、粒子層を有する加熱面での低液位の研究²⁾では、過熱液の注入により熱伝達率の極大値を維持し、粒子層が存在する場合のほうが、数倍高い熱伝達を得られることが報告されている。

本研究は、伝熱面上に粒子層を有する場合の低液位における沸騰現象を解明するため、粒子の径、材質を変化させて実験を行なったものである。また、沸騰挙動の観察結果に基づき、低液位の沸騰現象をモデル化し、解析も行なっている。

2. 実験装置および実験方法

2. 1 実験装置

実験装置の系統図を図 1 に示す。実験装置本体は、主発熱体、試験槽、および液体注入装置より構成されている。

主発熱体は銅ブロックよりなり、その上部に伝熱面と熱電対を埋め込んだ温度勾配測定部を有

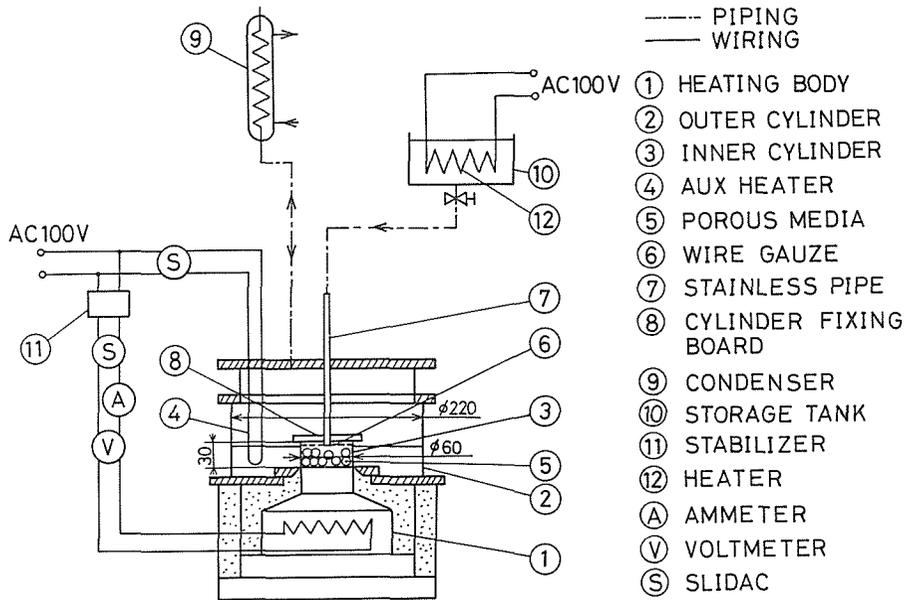


図1 実験装置

している。主発熱体は、平板状のニクロムヒーターにより電気加熱されている。電力は単相交流100Vをスタビライザにより安定化させたものを用いた。電流計、電圧計を介して電力を供給することにより、主発熱体の消費電力の算出を行なった。

試験槽は円形の伝熱面を囲むガラス製の同心二重円管構造となっている。これは試験部である内管内部と、外部との熱の出入りをなくするためであり、環状部には補助ヒーターを投入し加熱した。

液体注入装置は、試験部へ常に100℃の液を供給するためのものであり、ヒーターにより液の温度を常に飽和状態に保った。

2. 2 使用粒子

本実験で使用した粒子は、粒子径2, 5, 10および16.2mmの4種類、材質としては、ガラス、アルミナ、鉄および銅の4種類である。その主な物性値を表1に示す。

また、本実験では作動流体として化学用純水を使用した。

2. 3 実験方法

沸騰現象において、その特性を定量的にも定性的にも左右するのは、伝熱面の表面状態である。そこで本実験ではその状態を一定に保つように、以下のような配慮を行なった。

実験に先立ち、伝熱面の研磨を行なった。600番から1500番までの耐水ペーパーを用い、研磨する方向を番数を上げるごとに直角に変えて研磨した。研磨するに際しては、耐水ペーパーをアクリル片に巻きつけて使用し、伝熱面に凹凸が生じないように留意した。さらに、アセトンにより

表1 粒子諸元

Material	Limit of d_p mm	d_p mm	λ_p W/(m·K)	ϵ
Alumina	1.80 ~ 2.25	2.0	1.59	0.40
	4.45 ~ 5.50	5.0		0.42
	9.50 ~ 10.40	10.0		0.44
Glass	1.85 ~ 2.10	2.0	0.74	0.40
	4.60 ~ 5.65	5.1		0.42
	15.90 ~ 16.60	16.2		0.50
Steel	2.00 ~ 2.05	2.0	40.2	0.40
Copper	1.90 ~ 2.20	2.0	372	0.40

伝熱面上の油脂類等の付着物を除去した。また、内管および外管内側など作動流体に直接接触する場所を、実験に先立ちアセトンにて清浄した。

伝熱面を清浄後、内管を装着し粒子を供給した。粒子は実験ごとに洗浄し、かつ乾燥したものをを用いた。粒子層の上部には金網を設置し、粒子の流動化、移動を防止した。

その後、外管および補助ヒーターを入れ、外管および内管の中に作動流体を流し、補助ヒーターにより外管内の液が飽和温度を保つようにした。また同時に主発熱体および液体注入装置にも電力を供給し、主発熱体が所定の温度または熱流束になるように調節した。限界水位は以下のようにして決定した。供給電力一定のまま、定常状態を維持しつつ加熱面上に液がなくなるまで加熱面表面温度の測定を行なうと、その温度は水位がある程度高い場合は変化がなく、ある一定の水位以下になると急激に下降を始め、しだいに加熱面上に液が少なくなるにつれて急激に低下し、その後急上昇する。その状態を図2に示してある。その挙動の温度の極小点、つまり熱伝達率が最大となる加熱壁温度に相当する状態を、限界水位-C.W.L. (Critical Water Level) と呼ぶことにする。

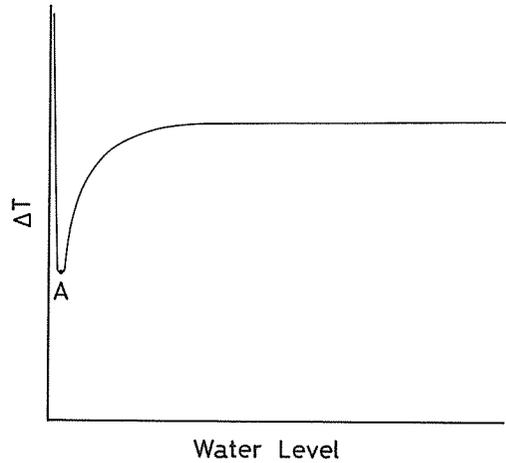


図2 加熱壁温度挙動

次に図3に実験上の具体的な手順を示す。実験開始時には、試験部本体が冷えているために途々に ΔT_s が上昇する(①)。その後、繰り返し液を供給し実験を行なうことにより ΔT_s が安定化し、一定値を示すようになる(②)。加熱面上部より蒸発量に釣り合う量だけの飽和液を注入し定常状態を保つ(③)。このような操作を繰り返し、上述の ΔT_s を維持することが出来る状態を限界水位(C.W.L.)とした。

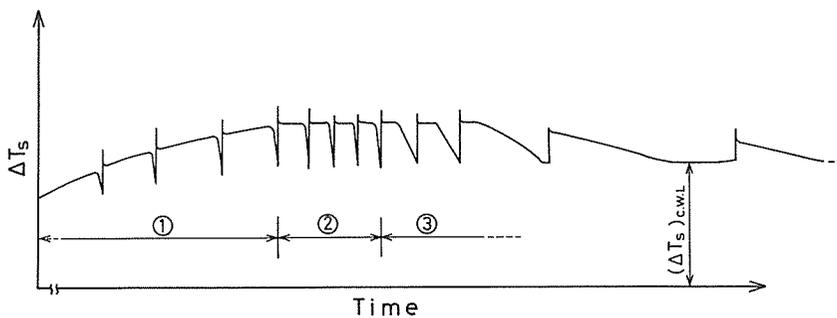


図3 限界水位の決定法

3. 実験結果および考察

3.1 粒子径の影響

実験結果を図4～8に示す。

図4には、液位が十分高い場合の沸騰曲線(プール沸騰)と、粒子が存在しない場合の限界水位(C.W.L-W.P.)における沸騰曲線を示してある。図に示されるように、C.W.L-W.P.のほう

が液位が十分に高い場合に比べて、同じ加熱度において熱流束は数倍程度高い。これは、それぞれの沸騰の様相の違いによると考えられる。液位が高い場合には加熱面上に球形の気泡が発生し、上部にある液を排除して成長し、十分に成長した後にそれ自身の持つ浮力によって離脱するという現象を繰り返す。そして、この範囲の低加熱度では、気泡の合体はほとんど発生しない。これに対し、C. W. L-W. P. では液位が非常に低いために、加熱面上に半球状の気泡が成長する。その気泡の浮力は液位が低いため小さく、上部にある他の気泡との合体が発生する。従来の沸騰熱伝達機構の研究としては、気泡のもつ浮力により伴流が発生し、それにより加熱壁近傍の温度境界層が乱されて、その結果熱伝達が促進されるものと考えられてきた。しかし、低液位の場合には、気泡の成長によって液が排除されて、加熱面上の液を乱しながら移動することにより、熱伝達が促進されるのではないかと考えられる。

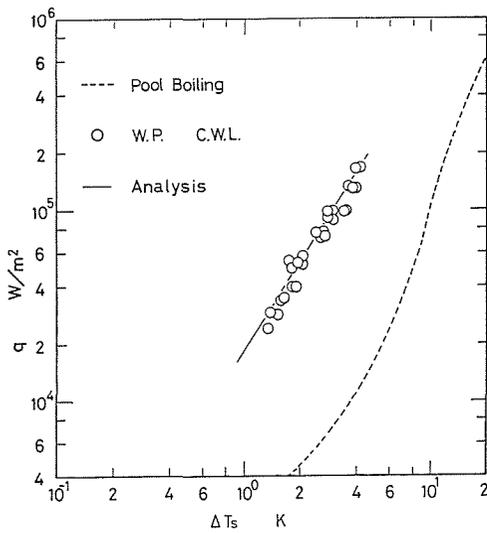


図4 沸騰曲線

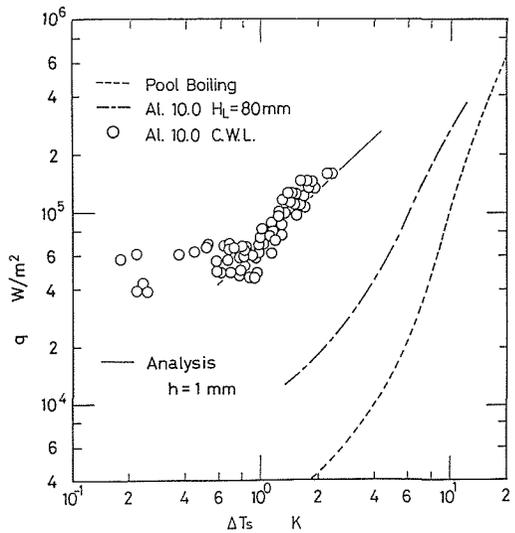


図5 沸騰曲線

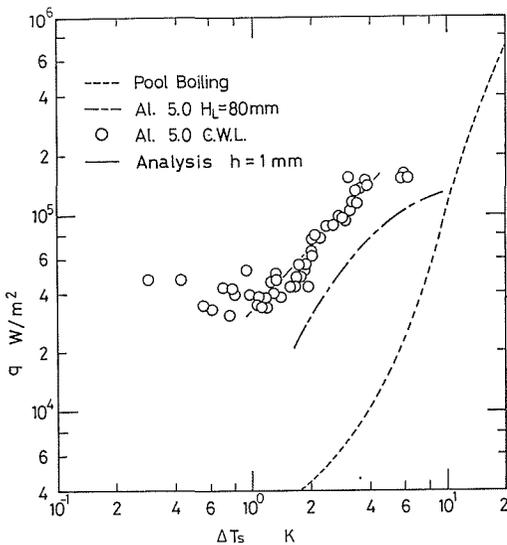


図6 沸騰曲線

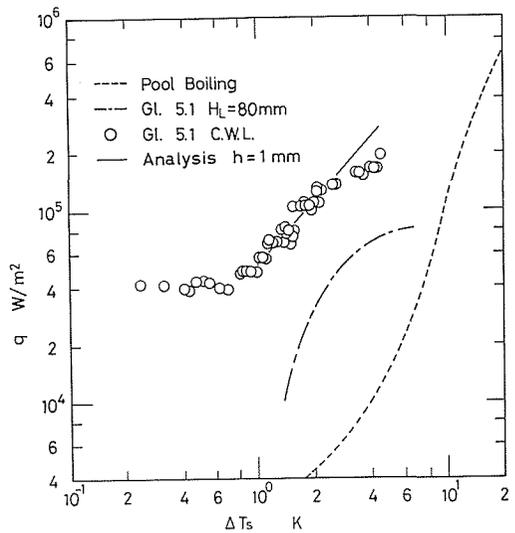


図7 沸騰曲線

次に粒子が存在している場合について考えてみよう。その特徴としては、第一に粒子が入ることによって低い加熱度で高い熱流束が得られるということ、第二に粒子径によって熱流束の過熱度に対する増加割合が異なるということである。

まず第一の点については、伝熱面に粒子が存在することにより、加熱面と粒子の接触点が人工的な発泡点となり、沸騰が促進される可能性があると考えられる。このことは、液位の高い場合の粒子層内の沸騰現象の観察により、粒子と加熱面の接触点新たな発泡点となっていることが確認され裏づけられている²⁾。このことから、液位の低い場合にも粒子と加熱面との接触点新たな発泡点になり、発泡点の増加により、気泡によって奪われる潜熱が増加して、熱流束が大きくなるのではないかと考えることができる。

次に第二の点に関しては、粒子径が小さいほど、単位面積当りの接触点数が多くなり、発泡点が多くなると考えられる。しかし、小さい粒子径ほど、粒子と粒子のすき間は小さくなるから、気泡がその部分を通過することに対する抵抗は大きくなる。また、それにより気泡の成長自体に制限が加わるという可能性も生ずる。このように粒子が存在することには、三つの要素、つまり発泡点の増加、流体的抵抗の増大、および気泡の成長の制限という側面が存在するが、それらの因子が相互に作用しあって、図のような傾向になるものと思われる。粒子径5 mmについては、接触点数は少ないが、流体的抵抗と気泡成長への制限が小さく、一方粒子径2 mmの場合には接触点数は多いが、流体的抵抗と気泡成長への制限の因子の効果が大きいと考えることができる。以上のことより、沸騰曲線の勾配の挙動に関しては流体抵抗と気泡成長に対する制限の因子の影響が関与し、 q の値それ自身は粒子と加熱面の接触点の数に関与しているのではないかと考えられる。

3. 2 材質の効果

図6および図7に、粒子径5 mmの場合のアルミナ球およびガラス球に関する結果を示してある。アルミナ球およびガラス球ともに熱流束の過熱度に対する変化割合は、ほぼ同じであるが、ガラス球に対する熱流束が、2倍程度になっている。熱伝導率は、アルミナ球のほうがガラス球の約9倍であるにもかかわらず、熱流束の挙動は逆の傾向を示している。他に影響をおよぼす因子として、粒子の表面上の凹凸、粒子の界面エネルギーなどが考えられる。まず、粒子の表面の凹凸は、加熱面に接する粒子がしだいに飽和温度に近づくとする、加熱面との接触点以外であっても、粒子自身の凹凸を核として気泡を発生する可能性があることが考えられる。そこで、顕微鏡を用いてその表面を観察したが、800倍程度ではその表面の差異を観察することは出来なかった。次に界面エネルギーに関しては、ガラス球が $2.60 \times 10^{-1} \text{N/m}$ で、アルミナ球の 1.78N/m の約1/10程度である。この界面エネルギーによって、粒子の回りの流体が一種のメニスカスとなって引き上げられると考えられるから、界面エネルギーが大なるほうが、液はより高く持ち上げられることになる。粒子と加熱面の接触点を人工的な発泡点とするならば、そこより気泡が発生・

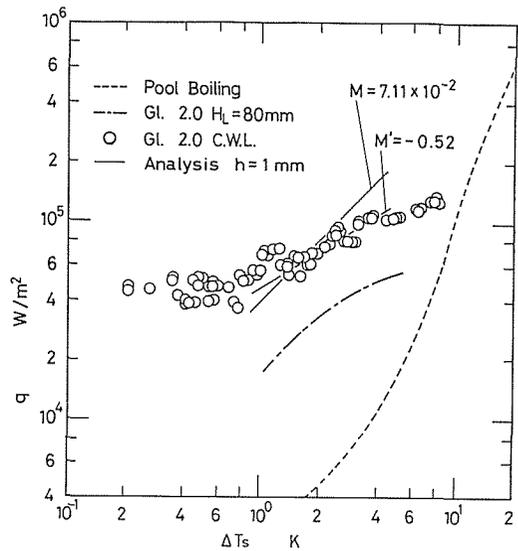


図8 沸騰曲線

成長することによる気泡自身の抵抗は、液を高く引き上げている界面エネルギーが大きいほうが、その抵抗は大きくなる。また、液が加熱面と平行に押し流されていると仮定すれば、同じ径の粒子でも界面エネルギーの高い粒子のほうが、流れの抵抗は大きくなる。したがって、界面エネルギーが低いガラス球の方が、熱伝達が大きくなるのではないかと考えられる。

図8に粒子径2 mmの場合の限界水位における沸騰曲線を示してある。ガラス、アルミナ、銅および鉄球ともに差異は認められなかった。このことから、粒子の熱伝導率の効果は非常に小さいことがわかる。前述した界面エネルギーについては、金属の銅、鉄、アルミナ球はほとんど同じで、ガラス球のみが低いとその影響は表われていない。沸騰曲線の勾配はほとんど同じであることから、この場合粒子径が支配的であることがわかる。気泡の離脱径を、Fritzの式により算定すると、 ΔT_s の範囲では、 $2.6 \times 10^{-3} \text{m}$ 程度である。このことから、粒子径のほうが気泡径よりも小さく、気泡が十分に成長しえないため、十分に大きな気泡の成長速度が得られず、したがって押しのけられる液の量が少なくなり、熱伝達が悪くなるものと考えられる。

4. 解析および考察

4. 1 粒子層が存在しない場合

一般の高液位の沸騰では、加熱面上に球状気泡が発生・成長し、十分に成長した気泡はそれ自身の浮力により上方へ離脱上昇する。一方、本実験の低液位の場合には、加熱面上で半球状の気泡が発生し、成長を繰り返すことが観察された。

ここでは観察結果に基づき、気泡の大きさに比べて液位が低いことから、気泡の成長に伴って流体の運動が発生し、それによって熱伝達が支配されると考え解析を試みた。

不均一温度場での半球状気泡の半径 R の式は、*Bosnjakovic & Jakob*³⁾の理論より

$$R = \frac{2}{\pi} \frac{\Delta T_s C_{pl} \gamma_l \sqrt{\pi a t_g}}{L \gamma_v} \quad (4.1)$$

ここに ΔT_s 加熱度、 C_{pl} 液の比熱、 γ_l 液の比重量、 γ_v 蒸気の比重量、 a 温度伝導率、 t_g 気泡成長時間、 L 蒸発の潜熱である。

離脱気泡の大きさは、Fritzの式⁴⁾より、

$$d_{0,Fritz} = 0.0209 \phi \sqrt{\frac{\delta_l}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (4.2)$$

ただし ϕ 接触角、 δ_l 液の表面張力、 ρ_l 液の密度、 ρ_v 蒸気の密度、 g 重力加速度である。

解析では半球状に気泡が成長すると考えているので、(4.2)式で求まる離脱直径と同体積の半球状気泡が加熱面上に成長するとした。その半球状気泡の離脱径 d_0 まで成長する時間 t_g は

$$t_g = \frac{1}{\pi a} \left(\frac{\pi d_0}{4} \frac{L \gamma_v}{\Delta T_s C_l \gamma_l} \right)^2 \quad (4.3)$$

低液位の場合の熱伝達は、液位が低いために流体が有している表面張力に影響されると考えられる。海の波の復元力としては、流体の重力による圧力と、流体自身の表面張力による圧力とによることが知られているが、本解析の場合液位が低いので重力による圧力を無視すると波の速度 C はつぎのようになる。

$$C = \sqrt{\frac{\delta_l k}{\rho_l}} \quad (4.4)$$

ここに k は波数である。

図9には沸騰の様相を模式的に示してある。時間 $t=0$ では気泡の発生は休止し、流体は静止し

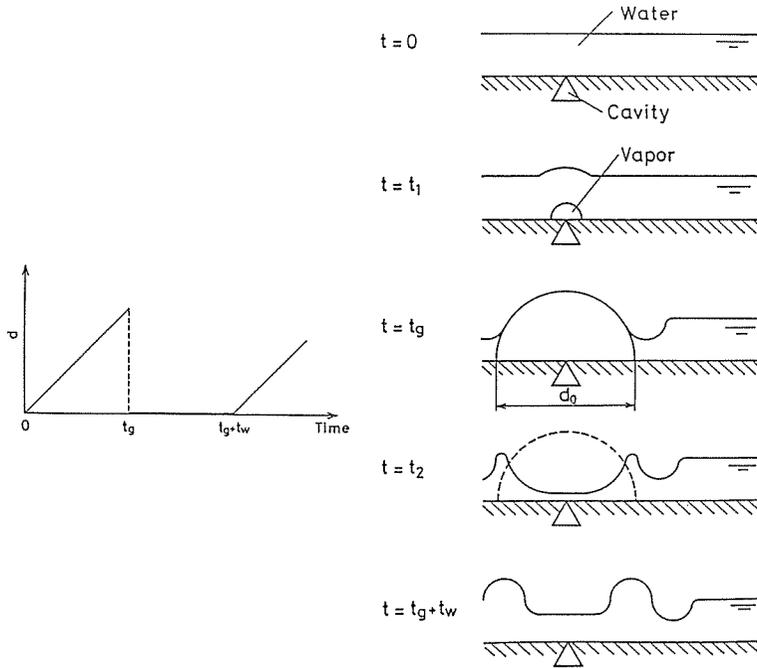


図9 解析モデル

ている。t=t₁で発泡点より気泡が発生し始め、それによって液がもちあげられる。t=t_gは離脱気泡成長時を示し、気泡の周囲の流体は押し下げられた形になる。t=t_g以降気泡は割れ、波は外方向へ移動を開始する。t=t_g+t_wまで気泡の発生がなく、その間波は発泡点より周囲遠方へと移動する。t=t_g+t_wにおいて次の新たな気泡が発生し、上述と同様の現象が繰り返されると考える。

以上のことより、波の特性量として波の周期t=t_g+t_wを考え波数の関係を代入すると、最終的な表面張力波の速度は、

$$C = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\delta_l \cdot \pi}{\rho_l \cdot t_g}} \tag{4.5}$$

限界水位では、表面張力波によって流体が乱され、また観察より十分に乱流であると考えられるので、熱伝達を次の整理式にて仮定する。

$$Nu = B_1 Re^{0.8} Pr^{0.6} \tag{4.6}$$

但し、B₁定数、Nuヌセルト数、Reレイノルズ数であり、代表長さは離脱気泡径、代表速度は表面張力波の速度とする。

$$Nu = \frac{\alpha d_0}{\lambda_l} = \frac{q d_0}{\Delta T_s \lambda_l}, \quad Re = \frac{d_0 C}{\nu_l} \tag{4.7}$$

よって、熱流束qは、

$$q = B_1 \frac{\Delta T_s \lambda_l}{d_0} \left(\frac{d_0 C}{\nu_l} \right)^{0.8} Pr^{0.6} \tag{4.8}$$

図4に解析値と実験値の比較を示してある。計算を行なうに際して、気泡の接触角をφ=50°とした。解析値はΔT_s=1~4 Kの範囲で実験値の挙動をよく説明している。表面張力波が、気泡の成長により発生し、伝熱面を乱すことが、伝熱現象を支配している因子であるという本解析モデルは、実際の現象をよく説明しているものと考えられる。

4. 2 粒子層が存在する場合

粒子層が存在する場合には、流体のもつ表面張力によりメニスカスが発生する。粒子層のメニスカスが液を引き上げるために、気泡成長により押し出される液の流路を狭める。このように、メニスカスが流体を保持するため、自由に流れる液の量が制限されることになる。また、粒子が気泡成長の障害物となり、気泡の離脱を困難にする。したがって、液の表面張力波が粒子が存在しない場合に比較して、制限をうけるという事実を考慮しなければならない。

まず、気泡の成長の制限について考えてみよう。加熱面上に粒子が存在する場合には、気泡が粒子に接触することなく離脱径まで成長することが難しくなる。また、発泡点は粒子に対して任意に存在するから、気泡が粒子径によって、自由に成長出来る大きさも制限されることになる。そこで、3つの粒子に囲まれた領域について考えてみると、正三角形の面積 A は、粒子が占める投影面積 A_p と粒子の間隙の面積 A_h に分けて考えることができる。各々の面積についての粒子に接する時の気泡の平均径を求め、三角形領域での平均的な成長気泡径 $d_{0,mean}$ を算出すると、次のようになる。但し、 d''_0 は A_p での平均的な気泡径であり、 d'_0 は A_h での平均的な気泡径とする。

$$d_{0,mean} = \frac{A_p d''_0 + A_h d'_0}{A} \quad (4.9)$$

次に、メニスカスによる制限について考えると、粒子径が十分に大きい場合、粒子の界面エネルギーを無視し流体の表面張力だけを考慮すると、力の釣合いより、

$$\pi d_p \delta_l = \frac{r_s^2}{2} \pi d_p \gamma_l, \quad r_s = \sqrt{\frac{2\delta_l}{\gamma_l}} \quad (4.10)$$

となる。ここに r_s は、メニスカス半径であり、液位が変化しても一定であるとする。 d_p 粒子径である。

図10に示すように、粒子と加熱壁の接触点より、メニスカスの曲率半径の中心点までの距離 x は、液位 h とメニスカス半径 r_s と、粒子径 d_p より求まる。また、メニスカスが、流れを妨害する範囲を x' とすると、加熱面全体で流れを妨害されない加熱面積比 η_{free} は、以下のように求まる。

$$\eta_{free} = 1 - x'^2 \pi n_p \quad (4.11)$$

但し、 n_p は単位面積あたりに存在する粒子の数である。粒子の存在が自由に流される加熱面を制限することの効果 M を、

$$M = 0.8 \eta_{free} \quad (4.12)$$

とおき、熱伝達の整理式を次式により仮定する。

$$Nu = B_2 Re^M Pr^{0.6} \quad (4.13)$$

ここに B_2 は定数とし、

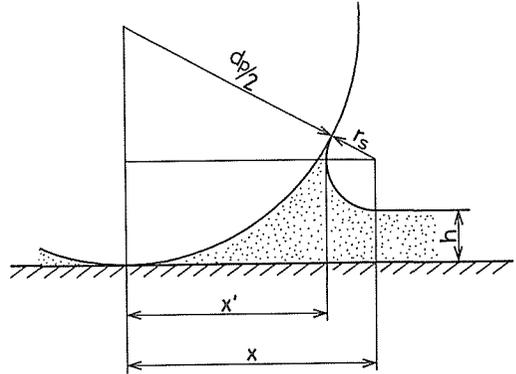


図10 関析モデル

$$Nu = \frac{q d_{0,mean}}{\Delta T_s \lambda_l}, \quad Re = \frac{C \cdot d_{0,mean}}{\nu_l} \quad (4.14)$$

但し、代表長さは平均的な成長気泡径 $d_{0,mean}$ とし、代表速度は気泡径が $d_{0,mean}$ まで成長した時の表面張力波の速度とする。したがって、熱流束は以下ようになる。

$$q = B_2 \frac{\Delta T_s \lambda_l}{d_{0,mean}} \left(\frac{C \cdot d_{0,mean}}{\nu_l} \right)^M Pr^{0.6} \quad (4.15)$$

図5～8に解析値と実験値の比較を示してある。アルミナ球 10 mm, アルミナ球とガラス球 5 mm については、解析値は実験の傾向をよく説明している。一方、ガラス球 2 mm の結果では、解析値は実験の傾向をよく示していない。これは、メニスカス半径 r_s よりも、粒子の半径が小さく粒子が水没してしまう形になるためである。気泡離脱径に比べて、粒子径が極めて小さい場合には、加熱面よりの気泡離脱の難易が大きな因子になるものと考え、粒子の間隙の面積 A_h とで等価な面積の円にした時の直径 $d_{h,new}$ と、離脱気泡径 d_o の比を $\eta_h = d_{h,new}/d_o$ とする。気泡の一周期における気泡の離脱難易度 η は、

$$\eta = \eta_h - (1 - \eta_h) \quad (4.16)$$

とおくことができるから、熱伝達の整理式を改めて次の形に仮定する。

$$Nu = B_3 Re^{M'} Pr^{0.6}, \quad M' = 0.8\eta \quad (4.17)$$

但し、代表長さおよび代表速度は式 (4.14) と同じである。

図8に解析値と実験値を示す。図よりわかるように、解析値は実験値の傾向を比較的よく説明している。

5. 結 論

低水位における粒子層内沸騰熱伝達に関する研究を行なった結果、本実験範囲で以下のことが明らかになった。

- (1) プール沸騰で液位が極めて低い場合には、同じ加熱度で数倍高い熱流束が得られる。
- (2) 限界水位における沸騰では、粒子が存在する場合のほうが、存在しない場合に比べて、数倍高い熱流束が得られる。
- (3) 限界水位における沸騰の熱流束は、粒子径に大きく依存する。
- (4) 粒子が存在しない限界水位の沸騰では、 $\Delta T_s = 1 \sim 4$ K の範囲で、次の式で整理出来る。

$$Nu = B_1 Re^{0.8} Pr^{0.6}$$

- (5) 粒子が存在する限界水位の沸騰は、 $\Delta T_s = 1 \sim 4$ K の範囲で、次の式により整理出来る。

$$Nu = B_2 Re^M Pr^{0.6}, \quad M = 0.8 \eta_{free}$$

参考文献

- 1) 西川兼康ら、：九大学集報, 37 (昭39), 3, p. 233～240.
- 2) 関信弘ら、：日本機械学会論文集 (B編), 51 (昭60-6), 466, p. 1834-1840.
- 3) F. Bosnjakovic : Tech. Mech. Therm, 1 (1930), p. 358.
- 4) W. Fritz : Phys Zeitsch., 36 (1935), p. 379.