流動層中の水平加熱円管まわりの流動
および伝熱特性の基礎的研究*

黒崎 晏夫**, 石黒 博**, 高橋 清志***

A Fundamental Study of Fluidization and Heat Transfer Characteristics
around a Horizontal Heated Circular Cylinder Immersed in a Fluidized Bed

Yasuo KUROSAKI, Hiroshi ISHIGURO, and Kiyoshi TAKAHASHI

The fluidization and heat transfer characteristics around a single horizontal heated circular cylinder immersed in a fluidized bed are fundamentally studied in this paper to elucidate the mechanism of heat transfer augmentation in a fluidized bed heat exchanger. The state of fluidization of particles is observed for various fluidization velocities covering fixed and fluidized beds. Furthermore, the fluctuating pressure and the local heat transfer coefficient around the cylinder are measured. The fluidization patterns of the bed of the fixed, bubbling, slugging and turbulent states correspond to the fluctuating pressure around the cylinder. The local behavior of particles near the cylinder surface are classified into three categories: (1) the still region, (2) the sliding region and (3) the mixing region. The position where the maximum local heat transfer coefficient takes place is located nearly on the boundary between the sliding and mixing regions and moves toward the rear side along with the boundary with an increase of fluidization velocity.

Key Words: Convective Heat Transfer, Fluidized Bed, Fixed Bed, Single Horizontal Circular Cylinder, Fluidization Characteristic

1. 緒 論

熱エネルギー有効利用の観点から、廃熱などの低位有効エネルギーを利用する小温度差用熱交換器の伝熱促進が必要不可欠である。特に、熱媒体が気体の場合、気体側の伝熱促進が熱伝達システム全体の伝熱促進に寄与する割合は大きく、重要である。一方、化学工学で発展をとげた流動層では、流動粒子による混合作用のため層内および層・伝熱面間の熱輸送特性が優れている。そこで、小温度差用熱交換器の高性能伝熱促進法として流動層を用いることは極めて有効である。

このような流動層内に挿入された伝熱管（水平管、傾斜管、垂直管、単管および管群など）の伝熱特性に関する研究は数多く、特に、流動層熱交換器を想定してその基本的構成要素となる単一水平加熱円管について平均熱伝達率が測定され、その相関式が示されており^{(1)~(5)}局所熱伝達率についても盛んに測定され^{(6)~(11)}流動化速度、管径、粒径、粒子物性値、系圧力などが伝熱特性に及ぼす効果が調べられた。また、粒子や気相

の流動場の観察⁽¹²⁾や粒子速度場の測定⁽¹⁰⁾などについても研究された。さらに、流動層熱交換器への応用という観点から分散板および層内での圧力損失を低減させる研究も行われた⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。しかしながら、流動層と伝熱管との間の伝熱機構は、流動化媒体と個体粒子の物性、層自体の特性や粒子と流動化媒体との流動特性などのために大変複雑であり、従来の相関式と実験値間のばらつきは大きく⁽⁵⁾⁽¹⁵⁾実験的にも理論的にも伝熱機構を踏まえた一般性のある伝熱特性が研究されているとはいえない。また、経験的な相関式により熱伝達率とパラメータを関係づける従来の方法では、不適当であり、現象の正確な把握に基づいた取扱いが必要である。

そこで、本研究では、流動層熱交換器の伝熱促進機構を解明するための第一段階として、流動層熱交換器の最も基本的構成要素となる流動層内の単一水平加熱円管について気相速度を固定層状態も含め広く変化させた場合の円管壁面近傍の粒子と気相の流動様式を円管内部から観察し、さらに、円管壁面の圧力変動を含めた流動特性を調べるとともに、加熱円管まわりの局所伝熱特性を実験的に求め、流動特性と伝熱特性の関連性について検討を行った。

* 昭和61年11月18日 第940回講演会において講演、原稿受付 昭和61年5月20日。

** 正員、東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1)。

*** 東京工業大学工学部。

2. 記 号

- D : 円管直径 m
 N_u : ヌセルト数 $= \alpha D / \lambda$
 P, p : 円管壁面圧力の瞬時値および変動値 Pa
 ΔP : 層内圧力損失 Pa
 Re : レイノルズ数 $= UD / \nu$
 U : 空筒速度 m/s
 α : 熱伝達率 $W / (m^2 K)$
 θ : 円管前方よどみ点からの角度 °
 λ : 気相の熱伝導率 $W / (mk)$
 ν : 気相の動粘性係数 m^2 / s

添 字

- m : 円管まわりの平均値
 θ : 円管まわりの局所値
 $-$: 時間平均値

3. 実験装置および測定方法

3.1 実験装置 実験装置の概略を図1に示す。冷却器で温度制御、バルブで流量および圧力制御された空気は、整流部を通過後、上から200メッシュ金網、フェルト布、厚さ2mmアルミニウム製多孔板($\phi 1.8$ mmの孔を計213個、千鳥状に開けたもの、開口比2.41%)を重ね合わせた分散板を経て、断面250 mm $\times$ 90 mm、長さ1000 mmの測定部に入る。測定部は層内観察のために透明アクリル製で、分散板上方100 mmの位置に直径40 mmの水平円管が設置されている。流動化粒子には、32メッシュと48メッシュの金網の間に入る公称径400 μ mのガラスビーズ(密度2530 kg/m³, 比熱0.753 kJ/kgK, 熱伝導率0.744 W/mK)を用い、粒子を一時浮遊させた後の静止層高さは160 mmと一定にした。また、測定部上方に粒子飛散防止用の拡大部を設置した。

3.2 測定方法 円管まわりの流動、伝熱実験に先立って、層内の圧力損失特性および層全体の流動様式の観察を行った。層内の圧力損失は分散板上流と測

図1 実験装置

定部出口の2箇所の圧力差を測定し、水平円管を挿入した粒子層内および分散板での圧力損失から、分散板のみの場合の圧力損失を減ずることにより求められた。また、層内全体の気相と粒子の流動様式は、透明なアクリル壁を通して肉眼およびビデオで観察された。

次に、円管まわりの流動、伝熱特性を測定するための各種円管の概略を図2に示す。円管まわりの局所熱伝達率の測定には、(1)に示す外径40 mmのベークライト円筒表面に厚さ30 μ m、幅20 mm、長さ420 mm、のステンレスはくをらせん状に接着した伝熱管を用いた。伝熱実験では、ステンレスはくの交流通電加熱により熱流束一定条件とし、ステンレスはくを中心軸に沿って円筒壁に30°間隔で埋め込まれた計12対のクロメル・アルメル熱電対により壁面温度を測定した。また、断熱のために円筒内には断熱材を満たし、測定部を厚さ50 mmの断熱材で覆った。壁面圧力は、(2)の拡散形半導体圧力変換器(豊田工機PD104 K)を埋め込んだ円柱を軸まわりに回転させることにより測定された。円柱壁面からの導圧管は $\phi 2$ mm、長さ約10 mmであり、粒子の圧力孔への侵入防止のために圧力孔を200メッシュ金網で覆った。圧力変換器からの信号は増幅後、アナログ演算器により処理された。さらに、(3)の管内にミラーを管軸に対して45°の角度で設置したパイレックスガラス円管を回転させることにより壁面近傍の粒子と気相の流動状態の観察を肉眼およびビデオを用いて行った。また、(4)に示す管軸方向に平行に5 mmの間隔で管表面に2本の光ファイバを設置した円管を用い、レーザの透過光をフォトマルにより光電変換し、信号変動の有無から円管表面近傍の運動粒子の有無を調べた。

4. 流動特性の実験結果および考察

4.1 層内圧力損失と流動化開始速度 図3に空筒速度 U に対する層内圧力損失 ΔP の変化の測定結果を示す。流動化開始前の固定層状態では、 U の増加時の ΔP は U の減少時に比べわずかに大きく、粒子の初期充てん構造によるヒステリシスが存在する。流

図2 測定用円管

動化開始後の流動層状態では ΔP は U の変化によらず、ほぼ一定値となり、その値は図中、一点鎖線で示す層内の単位面積当たりの粒子重量にほぼ等しい。また、 U の減速時の圧力損失曲線における折点の空筒速度として定義される流動化開始速度 U_{mf} は 0.135 m/s であり、鞭ら⁽¹⁶⁾の算出法による値とほぼ一致する。

4.2 層全体の流動化様式 気相速度に対する層全体の流動化様式の変化の観察結果を図4に示す。流動化開始速度 U_{mf} に対応するレイノルズ数は345である。 $Re < 345$ では固定層であるが、測定部外側から見て円管壁面近傍を含め粒子が静止しているのは $Re < 240$ の状態Iだけである。 $240 < Re < 300$ の状態IIでは層全体として固定層であるにもかかわらず、円管側面で時々、小さな気泡が生成されるが、この段階では層表面まで到達する以前に消滅する。さらに、 $300 < Re < 345$ の状態IIIでは円管まわりで発生した気泡が層表面まで達するようになる。一方、 $Re > 345$ で層全体が流動化状態となるが、 $345 < Re < 700$ では分散板から気泡が生じはじめ層内全体で粒子は攪乱、混合され、気相速度の増加とともに気泡の発生が激しくなるパブリング状態となる。さらに、気相速度が増加した $700 < Re < 1400$ の範囲では分散板からの発生気泡はほぼ層断面内を占める程度にまで大きく成長し、圧力、流量

図3 層内圧力損失

図4 層全体の流動化様式

変動を伴うスラギング状態となる。 $Re > 1400$ では明確な気泡は見られず、粒子と気相が激しく混合する乱流流動化状態となる。

4.3 円管壁面近傍の流動様式 管内にミラーを有するガラス円管を用い、測定部奥行き方向のほぼ中央部における円管壁面近傍の粒子および気相の流動状態の気相速度に対する変化の観察結果を図5に示す。観察結果は円管に対してほぼ左右対称なので $0 \sim 180^\circ$ の範囲を示し、図中上方には層全体の流動化状態の変化も示す。図中○印は、観察から求めたそれぞれの流動領域の境界を示しており、円管壁面近傍での流動様式は(1)粒子の静止領域、(2)粒子が粒子群のままで管壁を滑る滑り領域、(3)気泡などにより粒子が攪乱、混合され、粒子の濃厚相と希薄相が混在する混合領域の三つに大別される。以下にその領域の説明をする。

(1) 静止領域 Re 数がほぼ200以下では、円管まわり全域が静止領域であるが、気相速度の増大とともに流動化開始前であっても円管側面で粒子が運動し始め、混合領域が円管の前方および後方へと次第に広がるとともに、円管前面および後面に存在する粒子の静止領域が狭まり、ほぼ流動化開始と同時に消滅する。

(2) 滑り領域 円管後面には混合領域と静止領域の間に滑り領域が存在する。滑り領域の形成は、気泡が円管近くを通過する際の円管上部の粒子群の攪乱や、気泡通過後の空間を粒子が埋め合わせるための粒子流れの誘起などによると考えられるが、滑り様式にはいくつかの種類がある。例えば、流動化前の約 $Re = 340$ では円管の周方向を下流側から上流側へ粒子は滑るが、 $430 < Re < 700$ の範囲では円周方向を左右に振動的に滑る。また、この二つの様式の間には円管後面で粒子群が全体として一方向に滑る非対称な様式も存在する。これは、気泡の通過が完全には左右対称でないためであると考えられる。さらに、スラギング状態の前半 $700 < Re < 950$ ではほぼ円管の後方よどみ点から左右両側に分れ上流側へ粒子群が滑るが、 $950 <$

図5 円管壁面近傍の流動様式

図 6 壁面圧力波形

$Re < 1400$ では不規則な方向に滑るようになる。

(3) 混合領域 円管側面での粒子運動の初期段階 $200 < Re < 240$ においては、粒子の運動する領域と不動の領域が管軸方向に交互に存在するが、気相速度が増加し固定層状態Ⅱに入ると粒子の運動は管軸方向全体に広がる。 $200 < Re < 240$ の範囲では測定部外側から粒子の運動は観察されないが、層内部では管壁近傍で局所的に粒子が運動していることがわかる。 $Re > 240$ では、混合領域は気相速度の増加とともに次第に円管の前方および後方へと広がっていき、 $Re > 1400$ では円周全体を覆うにいたる。一方、層全体として粒子と気泡の混合する流動化状態についてはバブリング、スラッシング、乱流状態などと区分できるが、円管壁面近傍での観察ではこれらの区分に対応する明確な区別はできず、混合領域の細分化はしなかった。

また、レーザの透過光を用いた円管壁面近傍の粒子の流動状態の観察で透過光変動の有無により混合領域の境界を調べた結果を■印で図5に示す。■印は管内のミラーによる観察から求めた境界とほぼ一致し、レーザの透過光を用いて粒子の流動状態の観察ができると考えられる。

4・4 円管まわりの壁面圧力波形 層全体の流動化状態に対応する円管まわり、 $\theta = 0, 90, 180^\circ$ での代表的な瞬時圧力波形を図6に示す。円管壁面近傍での気泡および粒子の挙動は壁面圧力変動にも現れており、固定層状態Ⅱ、 $Re = 276$ では、円管前面および後面で粒子が静止しているため圧力変動はほとんどないが、円管側面では粒子運動に対応し $\theta = 90^\circ$ で約 15 Hz 程度の小さな圧力変動がある。固定層状態Ⅲ、 $Re = 340$ では、圧力変動は円管壁面での気泡生成による低周波の変動波形となるが、この段階では分散板からの気泡生成がないため $\theta = 0^\circ$ の圧力変動は $\theta = 90^\circ$ のそれに

図 7 壁面圧力変動強度分布

比べ小さい。バブリング状態、 $Re = 560$ では分散板からの気泡発生のため円周全体で圧力変動はさらに大きくなり、 $\theta = 90^\circ$ の変動波形は $\theta = 0^\circ$ のそれに高周波成分が畳重し、これは気泡による粒子の攪乱、混合のためである。また、 $\theta = 180^\circ$ では固定層状態、バブリング状態、いずれの場合も粒子の運動が活発でないことや気泡の直接の通過がないことのために円周の他の位置に比べ圧力変動は小さい。スラッシング状態、 $Re = 1010$ では円管まわり全体で約 2.5 Hz 程度の周期変動波形となる。約 2.5 Hz の変動周期はバブリング状態で気相速度が大きい場合にも局所的に観察されるが、分散板、粒子や層自体の特性、気相速度などにより決まる値であると考えられる。さらに、気相速度が増加した乱流状態、 $Re = 3030$ での圧力波形は円管まわり全体で高周波成分を伴うかなり不規則な変動となり粒子と気相が激しく混合していると考えられる。

4・5 円管まわりの壁面圧力変動強度分布 円管

の壁面圧力変動強度 $\sqrt{p'}$ の分布の気相速度に対する変化を図7に示す。流動化開始前 $Re=276$ および 340 では、円管壁面での粒子の運動や気泡の発生のために $\theta=90^\circ$ 付近で変動強度はピークをもつが、流動化開始後 $Re=560$ では、分散板からの気泡が円管に衝突するために $\theta=0^\circ$ で変動強度はピークを持ち、下流に行くに従って単調に減少する分布となる。バブリング状態 ($Re=400$ および 560)、スラッグ状態 ($Re=730$ および 1010) へと気相速度が増加するに従って、気泡が円管後面に及ぶ領域が広がり、かつ、円管後面での粒子の運動の激化のために円管まわり全体で圧力変動は増加する。さらに、気相流速が増加し、乱流状態 $Re=2050$ および 3030 では粒子と気相が激しく混合し、バブリング、スラッグ状態に比べ、層全体が均一に近づくため $\theta=0^\circ$ での変動強度は減少するが、円管後面では後方よどみ点まで混合領域が広がり、気相が間欠的に到達するため変動強度が増大し、円管まわりの分布は平坦化すると考えられる。

5. 伝熱特性の実験結果と考察

5.1 局所熱伝達率分布 円管まわりの局所ヌセルト数分布の気相速度に対する変化を図8に示す。層内代表温度としては、層内温度分布の測定より円管壁面近傍を除いてほぼ一様温度であることから、円管直下、分散板上 50 mm の位置の温度を用いた。流動化開始前、固定層 I, $Re=90$ および 213 では速度が小さい場合、気相の対流伝熱効果のため N_{us} は前方よどみ点で最大となり円管後方向に単調に減少する。気相速度の増加 (固定層 II, $Re=289$, 固定層 III, $Re=336$) とともに円周全体にわたって N_{us} は増加するが円管側面での粒子の運動および気泡の発生による粒子と気相の混合効果のため N_{us} が最大となる位置は円管側面

に移り、粒子が静止している $\theta=0^\circ$ および 180° で N_{us} は極小値をとる。流動化開始後、気相速度の増加とともに、層内の流動化状態がバブリング状態 ($Re=393$ および 700)、スラッグ状態 ($Re=735$ および 970) へと移るに従って、円管壁面近傍の流動状態の観察や壁面圧力変動からわかるように、主に分散板から発生した気泡による伝熱面近傍の粒子の攪乱、混合効果の促進により熱伝達率は円管まわりほぼ全体で増加し、特に、円管後面での熱伝達率増加が著しい。また、 N_{us} が最大となる位置も次第に円管後方へ移動し、 $Re=1920$ では $\theta=180^\circ$ にまで達する。一方、円管前面の N_{us} に関して $Re=700$ では $-30^\circ < \theta < 30^\circ$ で N_{us} はほぼ一定となり、 $Re > 700$ では $\theta=0^\circ$ で再び、極大値を示すようになり、この N_{us} の分布形状は $Re \geq 735$ ではほとんど変化しない。さらに、 $Re=3770$ では円管まわり全体で N_{us} が減少する。これは、層内が乱流流動化状態になると粒子と気相が不規則に激しく混合するようになるが、層内の粒子密度が低下するためであると考えられる。

5.2 平均熱伝達率

平均壁温と層内代表温度に対して定義した平均ヌセルト数 N_{um} の気相レイノルズ数 Re に対する変化を図9に示す。△印は粒子を含まない気相のみの場合の N_{um} で、破線で示す壁面温度一定条件下での McAdams の結果⁽¹⁷⁾より約 30~40%程度大きく、これは主に分散板で生成される乱れの効果によるためであると考えられる。○印で示す粒子を含む場合の N_{um} は流動化開始前であるにもかかわらず円管壁面近傍で気泡の発生を伴うほぼ $Re=250$ 程度から急増し始め流動化開始後も増加し続けるが、 $700 < Re < 3000$ でほぼ一定値となり、層全体の流動化状態の変化、円管壁面近傍の粒子や気相の挙動の変化が平均熱伝達率に及ぼす効果はほとんどないことがわかる。 $Re > 3000$ ではわずかに減少傾向となるが、流動

(a) 低気相速度の場合

(b) 高気相速度の場合

図8 局所熱伝達率分布

図9 平均熱伝達率

図 10 壁面近傍流動状態と最大局所熱伝達率点の対応

化状態の N_{um} は気相のみのそれに比べ、約 10~20 倍の大きな値をとる。

5.3 流動状態と局所伝熱特性の対応 図 10 に円管壁面近傍の流動状態と最大局所熱伝達率をとる位置の気相速度に対する変化を示す。固定層で円管まわりの粒子がすべて静止している Re 数が約 200 の場合、気相流のよどみ点流れとなる $\theta=0^\circ$ で局所熱伝達率が最大となる。さらに、流動化開始前であるにもかかわらず、円管側面で粒子が動き、気泡が見られる状態では粒子と気相の混合作用の盛んであるほぼ $\theta=90^\circ$ 近辺で最大局所熱伝達率が存在する。流動化開始後、層内の流動化状態がバブリング、スラッシング状態へと移行するに従い、最大局所熱伝達率をとる位置は円管後面の滑り領域と混合領域の境界より少し ($\theta=15^\circ$ 程度) 上流側にずれた位置からこの境界に接近し、ほぼ一致するようになり、気相速度の増大とともに次第に円柱後方に移動する。乱流流動化状態に至っては $\theta=180^\circ$ で最大局所熱伝達率をとる。この流動化状態に対する最大局所熱伝達率の位置の変化の様子については、Noack⁽⁶⁾ が円管近傍の気泡移動に伴う粒子の流動の観察結果で示したように、気泡が円管表面から離脱する際に伝熱面近くの高温度粒子が押し上げられ、その後、伝熱面から離れたところの低温粒子が伝熱面上に供給されるという気泡離脱による伝熱面上での粒子の更新が滑り領域と混合領域のほぼ境界の位置で効果的に起こるためであると考えられる。

6. 結 言

流動層熱交換器の流動、伝熱特性についての基礎的研究として、流動層内に挿入された単一水平円管まわりの粒子および気相の流動様式の観察、壁面圧力測定を含めた流動特性並びに局所熱伝達率の測定により伝熱特性を調べ、流動特性に基づいて伝熱特性を議論することにより次の結論を得た。

(1) 層全体の流動化状態は、気相速度の増加とと

もに、固定層、バブリング、スラッシング、乱流状態へと変化し、固定層状態では、円管壁面近傍で気泡の発生、粒子の運動を伴う状態が存在する。

(2) 水平円管壁面近傍の流動様式は、粒子の静止領域、粒子群が壁面上を滑る滑り領域、粒子と気相が混合する混合領域の三つに大別され、これらの領域が、気相速度の増加とともに変化する様子を明らかにした。

(3) 水平円管壁面圧力変動は、層全体の流動化状態、壁面近傍の流動様式と対応する特性を持つ。

(4) 局所熱伝達率分布の気相速度変化に対する特性を明らかにした。特に、最大局所熱伝達率をとる位置は、固定層状態での前方よどみ点から流動化開始前後に側面へ移り、流動層状態では気相速度の増加とともに次第に円管後方へ移動し、流動層状態での気相速度増加に対する局所熱伝達率の増加は円管後面で著しい。

(5) 流動化状態において最大熱伝達率の位置は、円管まわりの粒子群の滑り領域と気相と粒子の混合領域との境界とほぼ一致する。

今後、加熱円管まわりの伝熱特性に重要な影響を持つ円管壁面近傍の粒子と気相の流動特性をより定量的に評価する必要がある。

文 献

- (1) Vreedenberg, H. A., *Chem. Eng. Sci.*, 9 (1958), 52.
- (2) Gel'perin, N. I., ほか 2 名, *Int. Chem. Eng.*, 3-1 (1963), 185.
- (3) 永橋・平山, 機論, 49-446, B (昭 58), 2163.
- (4) 福迫・ほか 3 名, 機論, 51-463, B (昭 60), 989.
- (5) Grewal, N. S. and Saxena S. C., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 23-11 (1980), 1505.
- (6) Noack, R., *Chem. Ing. Tech.*, 42-6 (1970), 371.
- (7) Berg, B. V. and Baskakov, A. P., *Int. Chem. Eng.*, 14-3 (1974), 440.
- (8) Gel'perin, N. I., ほか 2 名, *J. Eng. Phys.*, 10-6 (1966), 473.
- (9) Chandran, R., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 102-1 (1980), 152.
- (10) Iwashko, M., ほか 3 名, *Proc. 23rd National Heat Transfer Conf.*, HTD-46 (1985), 61.
- (11) 関・ほか 3 名, 機論, 48-434, B (昭 57), 1985.
- (12) Glass, D. H. and Harrison, D., *Chem. Eng. Sci.*, 19 (1964), 1001.
- (13) 相原・ほか 3 名, 機論, 52-476, B (昭 61), 1718.
- (14) 熊田・ほか 3 名, 第 22 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 60-5), 506.
- (15) Chen, X. J., *Two-phase Flow and Heat Transfer*, (1984), 505, China-U. S. Progress HTC.
- (16) 観・ほか 2 名, 流動層の反応工学, (昭 59), 18, 培風館.
- (17) McAdams, W. H., *Heat Transmission*, 3 rd. ed., (1954), 259.

討 論

〔質問〕 中 川 武 夫〔金沢工業大学〕

流動層内に混入する粒子の大きさを変えた場合に流動層の流動特性および局所熱伝達率はどのように変化するか。

〔回答〕 本研究は、直径 40 mm の水平加熱円管に対して流動化粒子として 32 メッシュと 48 メッシュの金網の間に入る公称径 400 μm のガラスビーズを用いた場合を取扱っており、粒子径が流動および局所伝熱特性に及ぼす影響については検討していないので回答できないが、流動化粒子径の違いによる局所熱伝達率の変化は、例えば Chandran ら文献(9)により測定されている。しかし Chandran は、伝熱特性の変化の理由については、触れておらず、局所伝熱特性と強く関係すると考えられる円管まわりの流動特性についても調べていない。したがって、今後、粒子径の異なる場合についても、円管まわりの流動特性に基づいて、局所伝熱特性を検討する必要があると考えられる。

〔質問〕 清 水 昭比古

〔九州大学総合理工学研究科〕

混合領域の強い乱れと滑り領域内の大きな熱容量の両者の効果によって局所熱伝達係数にピークが現れる、との論旨が正しいとすれば、二つの領域の境界は画然と区別されるのではなく、互いにオーバーラップしているか、あるいは境界の位置が振動しているのではないか、と考えるが実際にはいかがか。

〔回答〕 本研究でのような気泡系流動層は、気泡の生成、通過、気泡と粒子の混合などのために、本来、非定常な特性を有しており、管内のミラーを用いた円管壁面近傍の粒子の流動状態の観察は、ご指摘のように滑り領域と混合領域の境界が画然と区別できず、非定常的に振動し、かつ、瞬時においては空間的(円管軸方向)に現象が一様でないことを示している。したがって、本研究では、主にビデオを用いた観察に基づいて、時間的、空間的な平均として、この境界を決定した。

〔質問〕 菱 田 誠〔日本原子力研究所〕

図 4 で層全体の流動化様式を区別する場合、代表直径として円柱の直径を使用したレイノルズ数をパラメータにとっておられるが、その理由をお伺いしたい。

〔回答〕 本研究では、流動層内の水平加熱円管まわりの流動、伝熱特性に注目しているが、流動層内の水平加熱円管まわりの流動、伝熱特性に関する適当な代表長さは、いまだ明らかにされていない。したがって、本研究で用いられるヌッセルト数やレイノルズ数などの無次元数の代表長さとしては、とりあえず、円管直径を用いており、これに合わせて、層全体の流動化様式を区別する場合にも、単に気相速度を無次元化するという意味で、形式的に円管直径を用いた。