流動層中の水平加熱円管まわりの非定常局所伝熱特性*

石黒 博^{*1}, 市川和芳^{*2}, 成合英樹^{*1}

Unsteady Local Heat Transfer Characteristics around a Horizontal Heated Circular Cylinder Immersed in a Fluidized Bed

Hiroshi ISHIGURO, Kazuyoshi ICHIKAWA and Hideki NARIAI

Attention should be paid to the unsteady characteristics in a fluidized bed in order to clarify the fundamental mechanism of heat transfer in a gas fluidized bed heat exchanger. The unsteady local heat transfer characteristics around a single horizontal heated circular cylinder immersed in a fluidized bed were studied as a problem on a fluidized bed heat exchanger. Firstly, a new heat flux sensor was developed, which was tolerant to the abrasion due to particles in a fluidized bed. The static and frequency characteristics of the heat flux sensor were found to be appropriate. Secondly, instantaneous local heat transfer coefficients around a cylinder were measured by connecting the sensor to a constant temperature anemometer. The signals were analyzed to obtain time-averaged value, variance, probability density function, power spectrum, etc. The local behavior of particles near the cylinder was also observed. The dominant mechanism of heat transfer was discussed on the basis of those results.

Key Words: Fluidized Bed, Heat Exchanger, Heat Transfer, Horizontal Heated Circular Cylinder, Unsteady Local Heat Transfer Coefficient, Heat Flux Sensor, Heat Transfer Mechanism

1. 緒 言

固気系流動層は、気相のみの場合に比べ、層内および層-伝熱面間の熱輸送特性が良く、気体を熱媒体とする熱交換器の高性能伝熱促進法として有効である。一方、流動層内の流動化粒子と気相の流動は、粒子濃度の極めて高い固気二相流とみなせることができ、ふく射伝熱の影響が無視できる場合の伝熱面上での熱輸送の微細機構は、

- (1) 粒子の伝熱面接触時の直接熱交換
- (2) 気相の伝熱面接触時の気相の熱伝達

(i) 粒子による気相の伝熱抵抗層のかく乱などの粒子と気相の相互作用がある場合の気相の熱伝達

(ii) 気泡などのように粒子と気相の相互作用のない場合の気相の熱伝達

に大別できると考えられる。さらに、伝熱面から離れた位置では、粒子-粒子間、粒子-気相間、気相-粒子間の熱移動がある。したがって、流動層内の伝熱現象は、流動化粒子および気相の流動および伝熱に関する物性値(密度、比熱、熱伝導率、粘性係数)、粒子径、気相速

度や伝熱面まわりの粒子や気相の局所的な流動構造などに依存し、たいへん、複雑である。

流動層内の伝熱、流動特性に関する従来の研究成果の概説がある^{(1)~(3)}。特に、流動層熱交換器の基礎的研究として、流動層中の単一水平加熱円管まわりの平均伝熱特性^{(4)~(7)}、局所伝熱特性^{(8)~(11)}の研究は盛んで、流動化速度、管径、粒子径、粒子物性値、系内圧力などの各種パラメータの伝熱特性に及ぼす影響が調べられ、その経験的な相関式が示された。しかしながら、実験値と相関式間の一致の程度は低く⁽¹²⁾⁽¹³⁾、一般性のある伝熱特性の研究のためには、現象を正確に把握し、伝熱機構を解明することが肝要である。この背景において、黒崎ら⁽¹⁴⁾、石黒ら⁽¹⁵⁾は、円管まわりの局所的な粒子と気相の流動特性に基づいて局所伝熱特性を調べ、両特性の強い関連性を明らかにしたが、いずれも時間平均的特性についての議論であり、現象の本質の十分な解明には至っていない。

一方、固気系流動層は、元来、気泡の生成、通過、気泡と粒子の混合などによる強い非定常的特性を有するため、流動層熱交換器の伝熱機構の究明には、伝熱面まわりの非定常伝熱特性および粒子群や気泡の挙動などの非定常的な流動構造の解明が不可欠である。流動層内の伝熱面まわりの非定常的な流動および伝熱特性

* 平成元年5月31日 第26回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成2年8月24日。

*¹ 正員、筑波大学構造成工学系(〒305 つくば市天王台)。

*² 学生員、筑波大学大学院。

に関する研究は、その計測上の困難さから数少なく⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾、そのうえ、流動、伝熱に関する非定常信号の統計的処理が十分でないため、非定常特性の解明には至っていない。さらに、伝熱機構を考えるうえでの非定常性を考慮した現象論的なモデル化もなされているが^{(18)~(20)}、モデルの妥当性の検証や一般性の確立のためにも、非定常伝熱特性の解明が必要である。

このような観点から、本研究では、流動層熱交換器の伝熱機構を究明するための基礎的研究として、流動層自体の非定常性に注目し、流動層熱交換器のユニットである流動層中の単一水平円管まわりの非定常局所伝熱特性を解明する。まず、流動層内の粒子に対する耐摩耗性を有する非定常熱流束センサを開発する。次いで、そのセンサを用い、流動層中の円管まわりの非定常局所熱伝達率を測定し、時間平均、変動強度、確率密度関数、周波数スペクトルなどの統計量を求めるとともに、円管壁面近傍の粒子や気泡の流動状態の観察結果と合せて非定常局所伝熱特性を解明する。

2. 主 な 記 号

D : 円管直径 m

f : 周波数 Hz

Nu_θ : 瞬時局所ヌッセルト数 $= \alpha D / \nu$

$\overline{Nu}_\theta$: Nu_θ の時間平均値

Nu'_θ : Nu_θ の変動強度 (標準偏差)

P : Nu_θ のパワースペクトル s

Re : レイノルズ数 $= UD / \nu$

U : 空筒速度 m/s

U_{mf} : 流動化開始速度 m/s

α : 瞬時局所熱伝達率 $W/(m^2 \cdot K)$

θ : 円管前方よどみ点からの角度 $^\circ$

λ : 気相の熱伝導率 $W/(m \cdot K)$

ν : 気相の動粘性係数 m^2/s

3. 実験装置および測定方法

3.1 実験装置 図1に実験装置の概略を示す。測定部は、断面250 mm×90 mm、長さ1000 mmの透明アクリル製である。分散板は、上から200メッシュ金網、フェルト布、厚さ2 mmのアルミニウム製多孔板(開口比2.41%)を重ねた構造で、分散板上方100 mmの位置に直径40 mmの測定用円管が設置されている。流動化媒体には、常温、常圧の空気を、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 μm のガラスビーズ(密度2530 kg/m³、比熱0.753 kJ/(kg·K)、熱伝導率0.744 W/m·K)を用い、静止層高さは160 mmとした。なお、層の流動化開始

速度は0.122 m/sである。

3.2 測定方法

3.2.1 非定常局所熱伝達率の測定 図2(a)に非定常局所熱伝達率測定円管を示す。外径40 mm、肉厚5 mmの銅管に外径20 mmのカートリッジヒータを挿入し、その間隙を銅粉で満たし、管壁および管内には計7本のクロメル-アルメル熱電対が埋め込まれている。管表面には厚さ3 mmのペークライト板を土台として幅2 mm、長さ10 mmの熱流束センサ(ニッコー株式会社製)が装着されている。このセンサは本研究のために開発されたもので厚さ200 μm のセラミック(部分安定化ジルコニア)基板上にニッケル抵抗体を焼付け、さらに、流動層内の粒子による摩耗を防止するために厚さ30 μm のガラスコーティングが施されている。定温度形熱線風速計用の加熱電源によ

図1 実験装置

図2 測定用円管

りセンサを一定温度（約 40℃）に保持し、円管壁温一定条件下で非定常局所熱伝達率を測定した。すなわち、センサ両端電圧に相当する熱線風速計の出力電圧を時系列信号としてサンプリング周波数 100 Hz で約 3×10^4 個、パーソナルコンピュータに取り込み、非定常熱流束を求め、層内代表温度として円管直下 50 mm の点の値を用いることにより非定常熱伝達率を求めた。その後、非定常局所熱伝達率に対して、時間平均、変動強度（標準偏差）、確率密度関数、周波数スペクトルなどの統計量が求められた。

3・2・2 円管壁面近傍の流動状態の観察 図 2 (b) に示す管内に 45° の角度でミラーを設置したガラス管を用い、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と気相の流動状態を主にビデオにより観察した。

以上の非定常局所熱伝達率の測定および壁面近傍の粒子と気相の流動状態の観察は、対称性を確認のうえ、 $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ の範囲で行われた。

4. 非定常局所熱伝達率測定用センサの特性

流動層中での熱伝達率の測定に先立って、熱流束センサの静的、動的特性の検定が行われた。

4・1 静的特性 本センサを装着した円管を用い、一様空気流（ $U=5 \sim 40$ m/s）中の円柱前方よみ点における熱伝達率を測定した結果の一例を図 3 に示す。○印で示す測定値は、実線で示す Schmit らの実験値に基づく相関式⁽²¹⁾ $Nu_0 = 1.14 Re^{0.5} Pr^{0.4}$ （ Nu_0 は前方

図 3 熱流束センサの静的特性

図 4 熱流束センサの周波数特性

よみ点におけるヌッセルト数, Pr は空気のプラントル数) に比べ、約 20～40 % 程度大きい。これは、センサ電極などの非発熱部および周囲壁面への熱損失のため、センサの発熱量に対する校正曲線を実験的に求めることにより補正された。

4・2 動的特性 強制対流伝熱下の熱流束センサを外部から周期的にふく射加熱し、センサで検知される熱流束変化の減衰率から周波数特性を求めた。すなわち、20 m/s の一様空気流中に置かれた円柱の前方よみ点から 90° 後方の位置に装着されている熱流束センサを 200 W の白熱電球と回転チョップにより周期的にふく射加熱した。この外部からの周期的なふく射加熱の変動熱流束の両振幅 q_0 は 253 W/m^2 で、センサ出力の平均熱流束は 1774 W/m^2 である。周波数 f 、熱流束の両振幅 q_0 の周期加熱に対する熱流束センサで検知される変動熱流束の両振幅 q_f の割合 q_f/q_0 から求めた周波数特性を図 4 に示す。周波数特性は、3 Hz で約 -3 dB、10 Hz で -9 dB と比較的緩やかに減衰し、本研究で対象とする変動熱流束の周波数範囲 (2～3 Hz) においてはほぼ正確に測定できることを確認した。

5. 円管壁面近傍の流動状態

円管まわりの局所伝熱特性に強く関係する円管壁面近傍の粒子と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。この結果は黒崎と著者らの一人による報告⁽¹⁴⁾と同様の方法で測定したもので、彼らの結果に比べ、流動化開始速度は約 10 % 程度、小さいものの同様の傾向を示す。層全体が流動化を開始する気相速度に対するレイノルズ数は $Re=320$ で、図 5 中、上方に示されるように、気相速度の増加とともに層全体の流動化状態が固定層、バブリング、スラッシング、乱流状態へと変化する。固定層状態では、円管まわり全域で粒子は静止 (Still) しているが、気相速度の増加とともに円管側面で気泡による粒子群の混合 (Mixing) が始まる。流動層状態では、円管前面および

図 5 円管壁面近傍の流動状態

側面で気泡と粒子群が激しく混合 (Mixing) し、円管後面では粒子群の滑り (Sliding) が存在する。気相速度が増加し、層全体の流動化状態がバブリング、スラッグ、乱流状態へと遷移するとともに気泡の到達する領域 (Mixing) が円管後方へ広がる。

6. 非定常局所伝熱特性

流動層中の水平加熱円管まわりの非定常局所熱伝達率の測定は、固定層状態 $Re=263, 313 (U/U_{mf}=0.82, 0.98)$, バブリング状態 $Re=373, 577 (U/U_{mf}=1.17, 1.80)$ スラッグ状態 $Re=783, 992 (U/U_{mf}=2.45, 3.10)$ 乱流状態 $Re=2071 (U/U_{mf}=6.47)$ の計 7 とおりの気相速度に対して、円管まわり $\theta=0, 30, 60, 90, 120, 135, 150, 180^\circ$ で行われた。

6.1 時間平均値および変動強度 伝熱特性を概観するために、層全体の流動化状態に対応する代表的な気相速度に対して熱伝達率の時間平均値および変動強度の分布をそれぞれヌッセルト数 $\overline{Nu}_\theta$, Nu'_θ で、図 6 に示す。流動化開始直前 $Re=313$ では、図 5 の円管壁面近傍の流動状態に見られるように、円管側面での気泡による粒子の運動があり、これに対応して、 $\overline{Nu}_\theta$, Nu'_θ は共に $\theta=90^\circ$ 付近で最大値を示し、円管前面および後面へ向かって単調に減少する。バブリング状態 $Re=577$ では、円管壁面上での気泡と粒子群が混合する領域の広がりにより、 $\overline{Nu}_\theta$ は、円管前面および後面で増大し、側面で減少傾向にある。気相速度の増大による $\overline{Nu}_\theta$ の増大傾向は特に円管後面で著しく、その最大値をとる位置は気相速度の増加とともに、円管後

方へ移動する。

一方、変動ヌッセルト数 Nu'_θ は、円管前面および後面で $\overline{Nu}_\theta$ と同様の分布を示し、円管側面での Nu'_θ の極大値は Re の増加とともにわずかに円管後面へ移動するが、円管後面 $120^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ では、 Nu'_θ は θ の増加とともに減少する分布となり、その値が小さいにもかかわらず、 $\overline{Nu}_\theta$ は大きい値を示す。このことは、図 7 に示す時間平均ヌッセルト数に対する変動ヌッセルト数の割合 $Nu'_\theta/\overline{Nu}_\theta$ の分布に、より明確に現れている。すなわち、 $Nu'_\theta/\overline{Nu}_\theta$ の値は気相速度の増加に対して、多少増加傾向にあるが、流動層状態では、円管前面と側面である $0^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ の範囲で、ほぼ 0.5 と一定であるのに対し、円管後面 $120^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ の範囲では、 θ の増加とともに単調に減少する。これは、円管前面と側面では熱伝達率の低い気泡により、熱伝達率の高い粒子群が伝熱面上で更新されるのに対し、後面では直接の気泡の到達頻度が少ないが、気泡による層全体のかく乱により生ずる熱伝達率の高い粒子群の滑り流れのためである。

6.2 変動波形とパワースペクトル 非定常伝熱特性をさらに詳しく調べるために、円管まわり $\theta=0, 90, 180^\circ$ での代表的な熱伝達率の非定常波形を図 8 に、その代表的なパワースペクトルを図 9 に示す。流動化直前 $Re=313$ では、円管側面での気泡生成と粒子運動に対応し、 $\theta=90^\circ$ での変動波形は、気泡による低熱伝達率と粒子群更新による高熱伝達率を伴う。その周波数スペクトルは約 4 Hz 程度で最大をとる比較的広がった分布である。 $\theta=0^\circ$ の変動は、 $\theta=90^\circ$ のそれに比べ小さい。円管後面では粒子が静止しているため $\theta=180^\circ$ で変動はほとんどない。バブリング状態 $Re=577$ では分散板からの気泡発生のために変動は約 2 Hz の低周波が支配的となる。 $\theta=0, 90^\circ$ での変動には、気泡による低熱伝達率および伝熱面上での粒子更新による高熱伝達率とそれに続く粒子群への熱拡散の緩和

図 6 熱伝達率の時間平均値と変動強度分布

図 7 $Nu'_\theta/\overline{Nu}_\theta$ の分布

図 8 熱伝達率の変動波形

図 9 熱伝達率のパワースペクトル

図 10 熱伝達率の確率密度関数

過程と考えられる熱伝達率の緩やかな減少が明りようである。 $\theta=180^\circ$ では気泡の直接の到達はなく、粒子群の滑り運動のため、 $\theta=0, 90^\circ$ ほどの低熱伝達率はなく変動は小さいが、常時比較的高い熱伝達率を示す。スラッキング状態 $Re=992$ では、 $\theta=0, 90^\circ$ の波形は約2 Hzの周期的な、く形波に近い特徴的な波形である。これは、円管内のミラーによる観察からわかるように、気泡による粒子群更新後、伝熱面上で滑り運動をする粒子群の対流熱伝効果のために、高熱伝達率が維持されるからである。 $\theta=180^\circ$ では、ときどき、気泡の到達による低熱伝達率があるが、概して、滑り粒子群による対流熱伝達が支配的であるため、熱伝達率波形の変動は小さく、高熱伝達率を示す。乱流状態 $Re=2071$ では、粒子と気相が激しく混合するため、円管まわり全体で高周波成分を伴う不規則な波形となる。また、その周波数スペクトルは、2.5 Hzでピークをもつが、スラッキング状態に比べ、広帯域の分布である。

6.3 確率密度関数 円管まわりの非定常局所熱伝達率の確率密度関数(P. D. F.)の代表例を図10に示す。P. D. F.は、階級幅 $Nu_\theta=10$ ($Nu_\theta=0\sim10^3$ の100等分)の各階級に対して、度数分布を求め、その値を正規化することにより計算された。層全体が流動化開始直前の $Re=313$ では、円管前面および後面の瞬時熱伝達率はほとんど変化せず、P. D. F.は低熱伝達率でせん鋭な分布形状を示すが、円管側面では粒子運動に伴う熱伝達率の変動のため、高熱伝達率側へ広がる。バブリング状態 $Re=577$ では、図8の $\theta=0, 90^\circ$ の波形が気泡の到達による低熱伝達率と粒子群の更新による高熱伝達率とその後の緩やかな減少のため、P. D. F.は低熱伝達率側で大きく、高熱伝達率側で小さい。 $\theta=0\sim90^\circ$ のP. D. F.の $Nu_\theta=400$ 付近でのピークは、伝熱面上での粒子群更新後の粒子群の滑りによる熱伝達率の小さな変動のためであると考えられる。 $\theta=120\sim180^\circ$ における高熱伝達率でのピークは、粒子群の滑りによる対流熱伝達によるものであり、そのP. D. F.の値は円管の後方ほど、大きい。また、 $\theta=120, 135^\circ$ における低熱伝達率側のピークは気泡の到達によるもので、その値は円管後方ほど小さく、 $\theta=150^\circ$ では気泡の到達頻度が少ないことを示している。さらに、スラッキング状態 $Re=992$ では、 $\theta=0^\circ$ の変動波形がく形波に近いことに対応し、P. D. F.は低熱伝達率側、高熱伝達率側にそれぞれ顕著なピークをもち、 $\theta=30, 60^\circ$ でも同様の傾向がある。 $\theta=120\sim180^\circ$ では、 $Re=577$ の場合に比べ、気泡の到達頻度増加のためにP. D. F.の値は低熱伝達率側で増加する。乱流状態 $Re=2071$ では、粒子と気相が激しく混合し、円管まわり全

体で高周波成分を伴う不規則な波形となるため、概してP. D. F.は $Re=992$ の場合に比べ、より平たんな様な分布に近づく。また、 $120^\circ\leq\theta\leq180^\circ$ の範囲では、 $Re=992$ の場合より、さらに気泡の到達頻度が増えるため、低熱伝達率側でのP. D. F.の値は増加する。

7. 結 論

流動層熱交換器の伝熱機構究明の基礎的研究として流動層内の気泡の生成、通過、気泡と粒子の混合などによる流動層自体の非定常性に注目し、流動層中の単一水平加熱円管について、非定常局所熱伝達率を測定し、種々の統計量を求め、非定常局所伝熱特性を解明した。さらに、円管壁面近傍の粒子と気相の局所的流動状態の観察結果と合せ、以下の結論を得た。

(1) 流動化粒子に対する耐摩耗性のある熱流束センサを開発し、加熱円管に装着し、静的、動的特性を検定することにより、流動層内の加熱円管まわりの非定常局所熱伝達率が測定可能なことを明らかにした。

(2) 流動層状態において Nu_θ は、円管前面および側面で $\overline{Nu}_\theta$ とほぼ同様の分布であるが、後面では後方に向かって減少し、その値が小さいにもかかわらず、 $\overline{Nu}_\theta$ は大きい値を示す。これは、円管前面と側面では熱伝達率の低い気泡により熱伝達率の高い粒子群が伝熱面上で更新されるのに対し、後面では、直接の気泡の到達頻度が少ないが、気泡による層全体のかく乱により生ずる熱伝達率の高い粒子群の滑り流れのためである。

熱流束センサの開発に全面的なご支持をいただいたニッコー株式会社、毛利護、高田康宏、両氏に深く感謝する。なお、本研究は文部省科学研究費補助金奨励研究(A)63750187により行われた。

文 献

- (1) Gutfinger, C. and Abuaf, N., *Adv. Heat Transf.*, **10** (1974), 167.
- (2) Saxena, S. C., ほか4名, *Adv. Heat Transf.*, **14** (1978), 149.
- (3) Botterill, J. S. M., *Fluid-Bed Heat Transfer*, (1975), 1, Academic Press.
- (4) Vreedenberg, H. A., *Chem. Eng. Sci.*, **9** (1958), 52.
- (5) Gel'perrin, N. I., ほか2名, *Int. Chem. Eng.*, **3-1** (1963), 185.
- (6) 永橋・平山, 機論, **49-446**, B (1983), 2163.
- (7) 福田・ほか3名, 機論, **51-463**, B (1985), 989.
- (8) Noack, R., *Chem. Ing. Tech.*, **42-6** (1970), 371.
- (9) Gel'perin, N. I., ほか2名, *J. Eng. Phys.*, **10-6** (1966), 473.
- (10) Chandran, R., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **102-1** (1980), 152.
- (11) 関・ほか3名, 48-434, B (1982), 1985.
- (12) Grewal, N. S. and Saxena, S. C., *Int. J. Heat Mass*

- Transf.*, **23**-11 (1980), 1505.
- (13) Chen, X. J., *Two-Phase Flow and Heat Transfer* (1984), 505, China-U. S. Progress HTC.
- (14) Kurosaki, Y., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **31**-2 (1988), 349.
- (15) 石黒・ほか2名, 機論, **56**-526, B (1990), 1733.
- (16) Suarez, E., ほか2名, *ASME Paper*, **83**-TH-93 (1983), 1.
- (17) Fitzgerald, T. J., ほか2名, *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, **20**-1 (1981), 82.
- (18) Kubie, J., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28**-7 (1985), 1345.
- (19) Chen, P. and Pei D. C. T., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28**-3 (1985), 675.
- (20) Chandran, R. and Chen, J. C., *AIChE J.*, **31**-2 (1985), 244.
- (21) 日本機械学会, 伝熱工学資料, (1986), 60.
-