軟磁性体粒子群を含む気体を用いた局所熱伝達率の 増進と制御*

菱 田 公 一^{*1}, 岸 沢 浩^{*2}
富 永 努^{*3}, 前 田 昌 信^{*1}

Enhancement and Control of Local Heat Transfer in a Gas Flow Containing Soft Magnetic Particles

Koichi HISHIDA, Hiroshi KISHIZAWA,
Tsutomu TOMINAGA and Masanobu MAEDA

A novel technique for enhancing and controlling local heat transfer coefficients from the hot wall to the cooling gas flow using soft magnetic solid particles has been proposed in order to eliminate the disadvantages of inefficient gas-solid two-phase flow. The characteristics of the flow and local heat transfer were examined in a vertical rectangular channel flow involving ferrite particles of 145 μm in diameter. The Reynolds number of the channel flow was set at approximately 10^4 and the particle mass loading ratio was varied up to 1.6. The result indicated 60 percent enhancement of heat transfer downstream from the location of the magnet at a mass loading ratio of about 1.6. Further enhancement in heat transfer is provided by increasing the particle mass loading ratio and the magnetic field intensity. The mechanism of heat transfer enhancement can be clarified by considering the increase in the local heat capacity near the heated plate.

Key Words: Forced Convection, Heat Transfer Enhancement, Heat Transfer Control, Internal Flow, Multiphase Flow, Soft Magnetic Particles, Magnetic Field

1. 緒言

気体を作動媒体とする熱機器において熱輸送の高効率化を行うためには、作動媒体に加える動力を極力抑えたシステムが望まれる。著者らはこれまで、気流中に微細液滴を添加し蒸発潜熱を利用する方法⁽¹⁾や、微細な固体粒子を気流中に添加させる方法^(2,3)の研究を行ってきた。しかしながら、これまでの手法では、分散系の運動が受動的であり伝熱面との効率的な関与が期待できない場合⁽⁴⁾もある。二相流を作動媒体とする方法は、単相流に比べ熱容量の増加が見込まれ、さらに高温域では輻射が利用できるなどの特徴があるが、一方では添加粒子が乱流運動を抑制し、また粒子が伝熱面近傍に到達しにくくなる状況があり、伝熱促進の観点からは好ましくない点も存在するためである。本研究は、気流中に添加する粒子に機能性を持たせることによりこれらの欠点を克服し、効果的な伝熱促進と、さらにその制御を行おうとするものである。

同様な概念に基づいて、Min-Chao⁽⁵⁾、吉田ら⁽⁶⁾、多田らの⁽⁷⁾による、電場を利用した気液混相流の伝熱促進の研究が報告されている。著者らは、より粒子運動の制御が容易なものとして、分散系粒子群に軟磁性体粒子を用い、磁場を印加することで粒子に機能性を持たせ、伝熱促進および制御を行う方法を提案する。軟磁性体粒子は、定常磁場において伝熱面近傍に吸引され、高

a) 平板温度 > キュリー温度 b) 平板温度 < キュリー温度

図1 加熱平板近傍を落下する軟磁性体粒子

* 平成4年5月28日 日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成5年4月12日。

^{*1} 正員、慶應義塾大学理工学部(〒223 横浜市港北区日吉3-14-1)。

^{*2} 学生員、慶應義塾大学大学院。

^{*3} 全日本空輸(株) (〒282 成田市新東京国際空港整備地区)。

温の温度境界層内に流入する。軟磁性体のキュリー温度（磁性を失う温度）を伝熱面温度以下に選ぶと、昇温した粒子は磁性を失い、堆積することなく逐次流体により壁面に沿って下流に運ばれ、効率よい伝熱促進が期待できる。図1に一例として垂直におかれた加熱平板近傍を自由落下する粒子群の写真を示す。b)は加熱平板温度がキュリー温度以下の場合で、磁場を印加した所で粒子が堆積している。これに対して、a)では加熱平板温度がキュリー温度以上の場合で、粒子が堆積することなく下流に流下していく様子が確認できる。

本研究では、鉛直下方に流れる矩形断面を有する管内乱流をとりあげ、磁力場における気相および粒子相の運動と伝熱特性に関連づけ、磁場による固気混相流の伝熱促進と制御に関する有用性を確認する。また、粒子・流体間の相対運動、局所的な粒子濃度の変化などの伝熱促進に寄与すると考えられる諸因子間の相互関係を系統的に調査し、効率的な伝熱促進の条件について検討を加える。

2. 記号

- a_{Ls} : 揚力による加速度 m/s^2
- a_M : 磁力による加速度 m/s^2
- C_D : 抗力係数
- d_p : 粒子直径 m
- g : 重力加速度 m/s^2
- H : 平板間隔 m
- H_m : 磁界 A/m
- h_x : 局所熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$
- m : 質量混合比 (粒子相と気相の質量流量比)
- Nu_x : 局所ヌセルト数 $= h_x \cdot H / \lambda$
- ΔP : テストセクション入り口と出口の静圧差 Pa
- Re_H : レイノルズ数 $= U_m H / \nu$
- Re_p : 粒子レイノルズ数 $= |u_r - u_p| d_p / \nu$
- U : 速度瞬時ベクトル m/s
- U : 流れ方向時間平均速度 m/s
- u : 流れ方向瞬時速度 m/s
- u' : 流れ方向変動速度 (RMS値) m/s
- U_m : 流れ方向断面平均速度 m/s
- V : 平板垂直方向時間平均速度 m/s
- v : 平板垂直方向瞬時速度 m/s
- v' : 平板垂直方向変動速度 (RMS値) m/s
- X : 流れ方向座標 m
- Y : 平板垂直方向座標 m
- $\zeta_{\max}$: 磁力のパラメータ A^2/m^3

- ν : 気相の動粘性係数 m^2/s
- λ : 熱伝導率 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
- μ : 気相の粘性係数 $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$
- μ_0 : 真空の透磁率 H/m
- ρ : 密度 kg/m^3
- χ_m : 受磁率

添字

- f : 気相
- p : 粒子相
- c : 中心
- s : 単相流

3. 実験装置および方法

3・1 流路 実験流路概略を図2に示す。分散相である磁性体粒子は、フィードより添加され測定部へと導かれ、サイクロンにより回収される。テストセクションは、断面 $80 \times 30 \text{ mm}^2$ の矩形で、長さは 460 mm である。加熱平板は、 0.5 mm 厚の銅板で覆われた板状のシリコンラバーヒータを用い、12セクションに等分割され各々独立に供給電力を制御することによって、壁温をほぼ一定にして熱伝達率の測定を行う。銅板とヒータの間に埋め込まれた 0.1 mm 径の銅-コンスタンタン熱電対で平板表面温度を測定し、等温壁の条件とする。また背部への熱損失を防ぐため、内部補助ヒ-

図2 実験装置

図3 印加磁場の磁束密度分布

タが埋め込まれている。対面にも同様な加熱平板を設置してある。加熱開始点管中央部を原点とし、流れ方向を X 、平板垂直方向を Y とする直交座標系を用いる。

3・2 磁性体粒子・印加磁場 本研究で用いる磁性体粒子は、数 μm 程度の Ni-Zn フェライト微粒子にバイндаとして有機溶剤を添加し球形粒子とした後、1050 $^{\circ}\text{C}$ の温度で焼結させたものである。平均粒子直径は 144.8 μm 、標準偏差は 50.3 μm 、粒子密度は 5360 kg/m^3 、キュリー温度は約 100 $^{\circ}\text{C}$ 、比熱 750 $\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$ で、温度変化に対して磁化率はキュリー一点近傍でステップ状にゼロとなっている。

また磁場印加には、磁氣的に高性能でその特性が温度に影響されない希土類コバルト磁石(TDK製・REC-26、磁極面積 35×17 mm^2 、磁極間 19 mm)を用いている。この磁石の特性は、残留磁束密度 1050±30 mT 、保磁力 732±64 kA/m 、最大エネルギー積 207±16 kJ/m^3 である。永久磁石は加熱平板背後に設置され、 X 方向に移動可能で、 Y 方向に移動させることで磁力を変化させる。図3にテストセクションに磁場を2ヶ所($X/H=2.5, 6.5$)印加した場合の磁束密度分布の実測値の一例を示す。

3・3 実験条件 断面平均速度 U_m と平板間隔 H に基づくレイノルズ数 Re_H を定義し、実験は $Re_H=1.0\times 10^4$ で行い、加熱平板は粒子のキュリー温度以上である必要があるので130 $^{\circ}\text{C}$ の等温壁とし、粒子の質量混合比 $m=0\sim 1.6$ と変化させた。また、不均一磁場において磁性体にかかる力は磁界の二乗の勾配に比例するので、磁場強さのパラメータとして、

$$\zeta_{\max} = \left(\frac{\partial H_m Y^2}{\partial Y} \right)_{Y/H=0.5} \dots\dots (1)$$

を定義し、 $\zeta_{\max}=2.42\times 10^{12}, 6.02\times 10^{12}[\text{A}^2/\text{m}^3]$ の2通りに変化させ、磁界中の流動場の測定、熱伝達率および圧力損失の測定を行った。流動場の測定には、LDVとFFTタイプの信号処理器⁸⁾を用い、粒径弁別機能により連続相および分散相の速度を別個に計測した。また、加熱平板の前後($X/H=-3.67, X/H=14.3$)に直径0.5 mm の静圧孔を設け、微差圧計を用いてテストセクションでの圧力損失を測定した。

4. 粒子運動に関する数値解析

実験結果の議論に際し、粒子の運動におよぼす磁力の影響を把握し、伝熱促進の形態を検討するため、粒子の運動をラグランジュ的に取り扱うストカスティックモデル⁹⁾を用いて数値解析を行った。粒子の運動方程

式は次式で表せる。

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{3\rho_f C_D(u_f - u_p)|\mathbf{U}_f - \mathbf{U}_p|}{4\rho_p d_p} + g\left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p}\right) + a_{Mx} \dots (2)$$

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{3\rho_f C_D(v_f - v_p)|\mathbf{U}_f - \mathbf{U}_p|}{4\rho_p d_p} + a_{LS} + a_{My} \dots (3)$$

ここで、 a_{LS} は粒子が受ける揚力、 a_M は粒子が受ける磁力¹⁰⁾、 C_D は抗力係数であり、次式で表せる。

$$a_{LS} = \frac{9.69(\rho_f \mu)^{0.5}}{\pi d_p \rho_p} \left| \frac{d\mathbf{U}_f}{dY} \right|^{0.5} (u_f - u_p) \dots (4)$$

$$a_M = \frac{\chi_m}{(1 + N\chi_m)\rho_p} (\mathbf{H}_m \cdot \nabla) \mathbf{H}_m, N = \frac{1}{3\mu_0} \dots (5)$$

$$C_D = 24/Re_p(1 + 0.15Re_p^{0.687}), Re_p \leq 200 \dots (6)$$

N は球の反磁界係数であり、 χ_m はフェライトの比透磁率から求められる受磁率である。気相の方程式には $k-\epsilon$ モデルを用い、加熱部分では十分発達した管内乱流として取り扱った。粒子が相互作用をおよぼす渦塊スケールは、ランダムサンプリングを行いながら計算した。ただし、粒子混合比が比較的小さいので、粒子の運動が気相に影響をおよぼさないと仮定した One-Way Coupling とした。粒子径分布は実測値に基づいた分布形状を考慮している。粒子の壁での反発に関しては、フェライト粒子が高分子でバインドされていることを考慮し、経験値に基づいて反発係数を平均値0.6、標準偏差0.1の正規分布と仮定した。これらの手法は基本的には沈らの報告¹¹⁾にあるものと同一である。粒子導入位置は、 $X/H=0$ すなわちテストセクション入口において一様に分散していると仮定している。また、その位置での初速は、流れ方向、壁面垂直方向、それぞれについてLDVによる測定結果をもとに、平均値および分散を与えた。今回は30000個の粒子について計算を行った。

5. 実験結果および考察

5・1 流動場 図4および図5に、フェライト粒子を質量混合比0.13で添加した際の粒子速度および変動値を下流方向に示す。磁石は、 $X/H=2.5, 6.5$ の位置に、 $\zeta_{\max}=2.42\times 10^{12}[\text{A}^2/\text{m}^3]$ で設置した場合である。それぞれ a) は X 方向成分、b) は Y 方向成分の分布で、図中の実線は計算結果である。 X 方向速度は磁石設置位置においてはあまり変化は見られないが、磁石設置位置下流の壁面近傍では粒子速度が減速している様子が示されている。粒子と壁面との衝突により X 方向の運動量は減少するためである。一方、 Y 方向速度は磁石設置位置直後から壁面に向かう速度が大きくなり、 X 方向速度が減速する領域では、 Y 方向速度の絶対値は

図4 粒子速度分布

図5 粒子変動速度分布

小さくなっている。この領域では磁力により壁面に向かう粒子と壁面で跳ね返った粒子とが混在するため、平均値としては低下する。また数値計算においては、Y方向速度が負となる領域が実測値より顕著にあらわれており、壁での反発の条件を再検討する必要がある。図5の変動値分布では磁石設置位置直後の領域において、先述したように壁面に向かう粒子と跳ね返った粒子とが混在するため大きな速度変動値を有している。

図6に同条件での粒子局所体積分率を示す。磁石設置位置よりやや下流の壁面近傍で高濃度領域が存在し、下流に行くにつれその粒子群が管中央方向に分散していく状況が認められる。ただし、磁場により3次元的に引き寄せられた粒子が測定されていると考えられる。数値計算と実測値はおおむね一致しており、粒子の運動におよぼす磁力の影響が明らかにされ、本計算におけるモデル化が妥当であるといえる。

図7に気相の測定結果を示す。粒子を質量混合比0.70で添加した場合で磁場を印加した場合と印加しな

図6 粒子体積分率

図7 気相速度および乱れ度分布

い場合、および単相の場合について測定した。いずれも $X/H=3.5$ での断面について測定したもので、磁石設置位置は $X/H=2.5$ である。単相時に比べ、粒子を添加した場合平均速度分布は平坦化され、また磁場の有無にかかわらず、気相の乱れが抑制されていることが示されている。

5・2 熱伝達特性 図8に磁場を印加しない場合の局所熱伝達率分布を示す。ここで示す局所熱伝達率は局所ヌセルト数 $Nu = h_x \cdot H / \lambda$ で表している。 $m=0$ の単相時では、 $X/H > 5$ において十分発達した管内乱流の場合の実験式に漸近している。磁場を印加しない場合には、質量混合比の増加にともない熱伝達率は減少している。これは著者らの既報⁽⁴⁾でも示されているように気相の乱流混合の抑制効果が支配的となるためである。この結果は気相の乱れ分布の測定結果に示された減少傾向と整合性のある結果である。よって本実験系においては、粒子添加に起因する気相の乱れの増加による伝熱促進の割合は少ないと考えられる。

図8 局所熱伝達率分布（磁場なし）

図9 局所熱伝達率分布（磁場 $X/H=2.5, 6.5$ ）

図10 磁場強さによる局所熱伝達率分布

図11 質量混合比による熱伝達率増加割合

図9に、磁石を $X/H=2.5, 6.5$ の二ヶ所に設置した場合の局所熱伝達率を示す。設置位置より若干下流で大きく熱伝達率が上昇している様子が示されている。磁石を二ヶ所に設置した場合、下流側の磁石の効果が大きいことが示されている。1番目の磁石により粒子が主流側から引き寄せられ、さらに高温に至っていない粒子が2番目の磁石でより効果的に壁面近傍に進入してくるためだと考えられる。したがって、質量混合比が増加するにつれ、この傾向が顕著にあらわれている。

図10は、印加磁場の強さの変化による影響を調べたものである。磁場の強さが大きくなるにつれ、熱伝達の増加が示されているが、その極大値の位置については変化がみられない。磁場の強さが大きくなるにつれ、加熱壁面近傍での粒子濃度が増加し、質量混合比を増加させることと同様な効果が生じている。

図11に、粒子の質量混合比に対する極大熱伝達率の増加割合を示す。a)は $X/H=2.5$ の一ヶ所に、b)は $X/H=2.5, 6.5$ の二ヶ所に磁石を設置した場合の最大熱伝達率が得られる点での値を示している。質量混合比の増加に対してはほぼ比例して熱伝達率が増進している。磁石を二ヶ所に設置した後流で効果的な増進が得られ

ており、質量混合比 $m=1.6$ において約60%の熱伝達率促進が得られている。

図12に質量混合比に対する圧力降下を示す。この図の縦軸はテストセクションの前後での静圧差を単相時の静圧差で除したものである。下降流であるため粒子添加により圧力損失は単相時に比べ低下する。磁場を印加することにより、熱伝達率の増加に対応して圧力損失も増加するが、いずれも単相時より大となることはなく、運動動力をさほど増加させずに伝熱促進が行える可能性が示されている。

6. 結言

分散系に軟磁性体粒子を用いた固気二相流を作動媒体とした伝熱促進と制御に関して実験的研究および数値解析を行った。印加磁場により軟磁性体粒子は伝熱面近傍に引き寄せられ、磁場印加点より若干下流域において粒子濃度が増加する。それに応じて、局所熱伝達率はその位置で極大値をもつ分布となり、磁場強さ、質量混合比を変化させることにより質量混合比1.6で最大60%の増進が得られた。気相の乱れ度の増加が見られなかったこと、粒子の質量混合比の増加に伴い伝熱量がほぼ比例して増進していることなどから、伝熱促進の理由に関して、粒子濃度の増加により伝熱面近傍の局所的な見かけの熱容量が増加したことが主要因であると考えられる。

最後に本研究は文部省科学研究費（重点領域）の助成を受けたことを記すとともに、ご協力いただいたTDK（株）、（株）奈良機械製作所、住友重機械工業（株）に感謝の意を表する。

参考文献

- (1) 菱田・ほか2名, 機論, 47-419, B (1981), 1279.
- (2) 前田・ほか2名, 機論, 42-355, (1976), 866.
- (3) Hishida, K., ほか2名, Proc. 8th. IHTC, 5 (1986), 2385.
- (4) 菱田・ほか2名, 機論, 51-467, B (1985), 2176.
- (5) Min, K. and Chao, B. T., Nucl. Sci. and Eng., 26 (1966), 534.
- (6) 吉田・ほか2名, 機論, 56-525, B (1990), 1448.
- (7) 多田・ほか3名, 機論, 58-551, B (1992), 2221.
- (8) Kobashi, K., ほか2名, 5th. Int. Symp. Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal (1990), 268.
- (9) Berlemont, A., ほか2名, Int. J. Multiphase Flow, 16-1 (1990), 19.
- (10) 霜田・近角, 電磁気学, (1956), 159, 裳華房.
- (11) 沈・ほか2名, 機論, 55-516, B (1989), 2293.

図12 質量混合比に対する圧力降下