セル内固気二相衝突噴流の伝熱特性*

(第2報, 伝熱促進効果とその伝熱促進機構)

王 捷*¹, 黒崎 晏夫*², 佐藤 勲*²Heat Transfer Characteristics of an Impinging Air Jet Laden
with Solid Particles Recirculating in an Enclosure
(2nd Report, Heat Transfer Characteristics and Heat Transfer Enhancement)

Jie WANG, Yasuo KUROSAKI and Isao SATOH

This paper deals with the heat transfer characteristics of the impinging air jet laden with solid particles recirculating in an enclosure, which was proposed in our previous paper. The particles enclosed in the test cell were glass, aluminum and ceramic with the diameter ranging from 50 μm to 600 μm , and a 50 μm thick stainless steel foil glued on the bottom of the test cell was used as a heat transfer surface. Results clearly show that the heat transfer coefficient in the cell containing solid particles is about 30% higher than that of the same cell without particles; the heat transfer coefficient of the gas-solid suspension within the cell is about 120% higher than the single phase flow of a conventional impinging air jet without the cell. Under our experimental conditions, it can be considered that the heat transfer enhancement observed in the present study is mainly caused by the increase in turbulence of gas flow due to particle motion, since the heat transfer coefficient is hardly affected by the volume fraction of solid particles in the stagnation region, which is influenced by the number of particles enclosed in the test cell.

Key Words: Multiphase Flow, Jet, Enclosure, Heat Transfer Enhancement, Turbulence

1. 緒 言

固気二相流は高い伝熱特性を有する反面, 固体粒子を気相流に混入しあるいは両者を分離するための装置や分離された固体粒子を混入部まで輸送するパイプライン等が必要で伝熱系が複雑になる欠点を有している。したがって, 現在ひろく実用に供されている固気二相流伝熱系は固体粒子の混入, 分離, 再循環を重力を利用して自動的に行う流動層のみであり, その流動層にしても伝熱に寄与しない粒子をも流動化させるため圧力損失が大きいという欠点を有していることは周知のとおりである。そこで著者らは第1報⁽¹⁾においてノズルと網付きの排気孔を有するセル内に固体粒子を封止し, これをノズルから吹き込んだ気相噴流によって流動, 循環させるセル内衝突噴流の概念を提案し, セル内の粒子の循環状況とセル形状, ノズルおよび排気孔の位置, 粒子の性状等との関連ならびにセル内の粒子の充てん率分布を実験的に検討して報告した。これにひきつづき本報では噴流衝突面を加熱した際の伝熱特性を実験的に調べるとともに, その伝熱促進機構

についても議論を加えた。

おもな記号

C_p : 粒子の比熱
 D : ノズル直径
 d_p : 粒子直径
 E : 伝熱促進割合 $= a/a_s$ または $a/a_{s, \text{free}}$
 h : ノズル先端から伝熱面への距離
 H : セルに入れられた粒子の静止高さ
 k_p : 粒子の熱伝導率
 Nu : ヌッセルト数 $= aD/\lambda$
 P : 圧力
 q : 熱流束
 Re : レイノルズ数 $= vD/\nu$
 T_{air} : ノズル出口の空気温度
 T_x : 伝熱面の温度
 v : ノズル出口の流体速度
 x : よどみ点からの距離
 α : 熱伝達率 $= q/(T_x - T_{\text{air}})$
 β : 非定常熱伝導による伝熱促進効果⁽³⁾
 $= q_{\text{cond}}/q$
 Γ : 粒子の添加量(ローディング比)
 λ : 空気の熱伝導率

* 原稿受付 1994年10月11日。

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

ν : 空気動粘度
 ρ_p : 粒子の密度
 ρ_{air} : 空気の密度
 添字
 o : よどみ点の
 s : 空気単相流の
 x : 局所の
 free: 一般の開放雰囲気中の単相衝突噴流の
 cond: 非定常熱伝導の

2. 実験装置

本報で使用した実験装置は第1報⁽¹⁾のものとはほぼ同一であり、その概略を図1に示す。第1報と同様セル内に吹き込む流動化気体にはコンプレッサからの空気流を、セル内に封止する粒子にはガラス、アルミニウム、セラミックスの3種類を用いている。図2に示すとおりセルの構造および寸法も第1報と同様である。すなわち、セルの形状は表1に示す放物線セルと傾斜面セルの二とおりであり、厚さ20 mmのセルは二枚

Fig. 1 Experimental Setup

Fig. 2 Details of the Test Cell

の透明なアクリル板で挟まれ、上部中央に内径10 mmのノズルが設置されている。ノズル先端からセル下面への距離は約44 mmであり、衝突噴流の特性を左右する h/D 値は約4.4となる。

噴流の衝突するセル下面には厚さ20 mmのアクリル樹脂製の基板の上に厚さ50 μ mのステンレス鋼はくを接着した伝熱面を設置してある。伝熱面上のステンレス鋼はくは直接通電することで巨視的に熱流束一定の加熱条件を得ている。伝熱面上の温度分布はステンレス鋼はく裏面に2.5 mm間隔で取付けた19組の銅-コンスタンタン熱電対によって測定した。伝熱面基板裏面からの熱損失量を評価するために基板裏面にも熱電対を取付け裏面の温度を測定したが、本実験条件の範囲では伝熱面裏面からの熱損失は発熱量の0.5%程度であり、事実上無視できる。熱電対で測定された温度の誤差は1.3%以内で、電圧計と電流計で測定された通電加熱量の誤差は2%以内である。得られた熱伝達率の総合誤差は4%以内と予測される。

本実験ではセル内を循環する粒子として、ガラス、アルミニウム、セラミックスの3種類を使用した。ガラス粒子としては平均粒径50, 200, 400, 600 μ mの4

Table 1 Shape of the Test Cell

Parabolic Cell	Inclined Cell

Table 2 Properties and SEM Photographs of Particles

	Glass 200 μ m	Aluminum	Ceramic
Shape			
Thermal Conductivity	0.86 W/mk	236 W/mk	≈ 2.0 W/mk
Specific heat	800 J/kg k	902 J/kg k	≈ 700 J/kg k
Density	2.702×10^3 kg/m ³	2.700×10^3 kg/m ³	3.372×10^3 kg/m ³

種類を試みた。本実験で使用したガラス、アルミニウムおよびセラミックスの粒子の物性値と顕微鏡写真を表2に示した。固体粒子の表面状態は粒子材質によって大きく異なっており、ガラス粒子はほぼ球形であるのに対し、アルミニウム粒子とセラミックス粒子は不規則な形状を呈している。アルミニウム粒子とセラミックス粒子の大きさは概略 $200\text{ }\mu\text{m}$ のガラス粒子と同程度である。

セル内粒子の流動化条件は、粒子の流動状況と充てん率に関する検討を行った第1報のそれにあわせ、ノズル気相流速は約 $7\sim 34\text{ m/s}$ 、セル圧力 3 atm 以下、その条件での Re 数の範囲は $7.5\times 10^3\sim 6.0\times 10^4$ である。セル内封止粒子量は $5\times 10^{-3}\sim 20\times 10^{-3}\text{ kg}$ の間で変化させたが、この条件で粒子は静止時にセル内空間の $12\sim 42\%$ を占める。また伝熱面の加熱熱流束は最大 $1.5\times 10^4\text{ W/m}^2$ とした。これは伝熱面の最高温度を 45°C におさえ熱変形を抑止するとともにふく射伝熱の影響を無視するためである。

3. セル内衝突噴流の伝熱特性

次にセル内衝突噴流のよどみ点近傍の伝熱特性について述べる。ここでは、まず、放物線セルの伝熱特性を評価して、 Re 数と粒子の種類による伝熱特性の変化を求める。それにひきつづき、放物線セルと傾斜面セルの結果を比較し、セル形状のちがいによる伝熱促進の変化を検討する。

3・1 放物線セルの伝熱特性 まず各種類の粒子を封止した放物線セルの伝熱面上の Nu 数分布の一例を図3に示す。図3中には粒子を封止しない空気単相流の結果も示してあるが、セル内衝突噴流において

も、単相流による伝熱面上の熱伝達率はよどみ点近傍で最も高く、そこからはずれるにつれて徐々に減少する。このセル内に粒子を封止すると伝熱面上の熱伝達率は全域にわたって向上し、特によどみ点近傍とセル角部で伝熱促進効果大きい。セル角部で伝熱促進が見られるのは粒子の滞留に伴いこの部分で粒子充てん率が高くなるためである。また図3から気相流の Re 数が高い場合ほど、いずれの位置においても伝熱促進が大きいこともわかる。気相 Re 数が高い場合には Nu 数分布には非対称性が見られるが、これは文献⁽¹⁾⁽²⁾で述べられているように、セル中に存在する渦による不安定性が原因である。いずれの条件においても Nu 数分布の最高値はよどみ点近傍にあるので、以下ではよどみ点における熱伝達に注目して検討を行う。図3に示されるとおり、よどみ点 ($x/D=0$) における熱伝達率は、熱伝達率分布の最大値とは必ずしも一致しないが、本実験の範囲ではその変化は最大 3.5% にとどまるため、よどみ点における熱伝達率に対する熱伝達率分布の非対称性の影響は事実上無視できる。

図4～6はよどみ点の熱伝達率を気相流のノズル Re 数に対してプロットした結果である。図4～6中のぬりつぶした記号はセル内に粒子を入れない空気単相流の結果であり、図4～6中の破線は、本実験とほぼ同一のノズル・伝熱面間距離 ($h/D=4$)、ノズル Re 数の範囲 ($Re=10^4\sim 10^5$) で求められた一般の開放雰囲気中での単相衝突噴流のよどみ点の熱伝達率の文献値⁽²⁾である。これらはいずれもセル内の粒子の循環による伝熱促進を評価するための基準となるが、セル内単相衝突噴流の熱伝達率は一般の衝突噴流のそれと一致せず、約 64% 高い値を示している。これはセルの存在によって噴流まわりの流動パターンが変化したためであると考えられる。

このセル内に固体粒子を入れるとよどみ点の熱伝達率が変化する。図4はセル内の粒子量の変化による伝熱特性の変化を示したものである。使用した粒子は $200\text{ }\mu\text{m}$ のガラスビーズであり、セル内に封止した粒子の高さ H は 10.6 mm および 3 mm の三とおりに変化させた。この条件における流動様式は第1報の図10に示したとおりであり、噴流衝突部の粒子充てん率は気相流 Re 数とセル内粒子封止量 H の増加とともに増大する。すなわち、本実験範囲では、 Re 数の変化によって噴流内のローディング比 Γ は約 50% 変化し、粒子量の変化により約 30% 変化する。

図4中の二相流の結果と単相流の結果を比較してわかるとおり、固気二相流は単相流より約 16% の伝熱促進を示し、一般の開放雰囲気中での単相衝突噴流と

Fig. 3 Distributions of Local Heat Transfer Coefficient

Fig. 4 Effect of Particle Volume on the Heat Transfer at the Stagnation Point

Fig. 5 Effect of Particle Size on the Heat Transfer at the Stagnation Point

Fig. 6 Effect of Particle Material on the Heat Transfer at the Stagnation Point

比べて約90%の伝熱促進を呈している。しかしながら、セル内の粒子量の変化(H の変化)による熱伝達率の変化はあまり見られない。これは、本実験条件における伝熱促進がおもに粒子による温度境界層かく乱効果に基づくためであると考えられる。これについては後に詳しく述べる。

図5に粒子径の変化による伝熱促進効果の変化を比較してみた。粒子には50 μ mから600 μ mまでの4種類のガラスビーズを用いた。セル内に封止した粒子量は静止状態で $H=6$ mmで一定とした。図5に見られるように200, 400 μ mならびに600 μ mの粒子を用いた場合には粒子添加による伝熱促進効果は粒径が大きいほうが高いが、熱伝達率の Re 数に対する変化はよく一致している。これに対して、50 μ mの粒子の伝熱特性は他の粒子と異なり、 Re 数の低い範囲で Nu 数が低く、 Re 数の高い範囲では他の粒径より高い。これは第1報で述べたように、50 μ mの粒子の流動様式が他の粒子と異なるためで、特に Re 数が低い範囲で粒子の流動がスムーズでなくなる現象が見られたことに対応している。

さらに粒子の材質の差異による伝熱促進効果の変化を図6に示した。図6はガラス、アルミニウム、セラミックスの3種類の粒子を用いたときの伝熱促進効果であり、これらの粒子の平均粒径は約200 μ m程度である。またセル内に封止した粒子の静止高さ H は6 mmで一定とした。本実験の範囲では、アルミニウム粒子を用いた場合の伝熱促進効果はガラス粒子の場合より高く、セラミックス粒子ではさらに高い。すなわち伝熱促進効果はセラミックス、アルミニウム、ガラスの順に大きい。セラミックス粒子による伝熱促進効果はセル内单相流噴流と比較して約32%、一般の開放雰囲気中の单相衝突噴流に対して119%であった。

一般に固気二相流の伝熱促進機構には次の四つの項目が考えられている⁽³⁾。

- (1) 添加粒子と伝熱面との接触時の非定常熱移動
- (2) 固体粒子と気相との慣性の差に基づく気体のかく乱効果
- (3) 添加粒子と気体との対流熱交換
- (4) 添加粒子によるふく射伝熱

本論文の実験系のような低温の実験では、ふく射伝熱効果は無視できるので、前の三つの機構が残る。さらに衝突噴流では、伝熱面上の空気と粒子の温度はほぼ同じと考えられ、かつよどみ点近傍では伝熱面上の温度境界層が十分薄いので、粒子と気相流間の熱交換に基づく伝熱促進効果も無視できる。結局、ここでは、前の二つの伝熱促進機構を考えればよいことに

Fig. 7 Heat Transfer Coefficient at the Stagnation Point Measured in Parabolic and Inclined Plane Cells (Glass Particles)

Fig. 8 Heat Transfer Coefficient at the Stagnation Point Measured in Parabolic and Inclined Plane Cells (Aluminum Particles)

なる。

第1報の光学測定によってよどみ点近傍における噴流内の粒子のローディング比 Γ は概略1程度であることがわかっており、このときのよどみ点の伝熱促進に対する非定常熱伝導の寄与割合 β は文献⁽³⁾によればガラス粒子で約8%、アルミニウム粒子で約28%であり、非定常熱伝導を支配する熱物性値 $\rho_p c_p k_p$ が両者の中間的な値であるセラミックス粒子では、非定常熱伝導による伝熱促進効果もそれらの中間的な値であるものと考えられる。ただし、本実験で用いた粒子の粒径は文献⁽³⁾のものよりも大きいので、実際の非定常熱伝導の寄与割合 β は上の値より低いと予測される。この接触非定常熱伝導による伝熱促進の特徴の一つは、伝熱促進効果が粒子のローディング比 Γ に比例することである⁽³⁾。本実験系ではノズル Re 数とセル内粒子封止量 H を変えることで固気二相衝突噴流の粒子ローディング比を変化させることができるが、ノ

Fig. 9 Heat Transfer Enhancement Ratio of the Parabolic and Inclined Plane Cells (Glass Particles)

Fig. 10 Heat Transfer Enhancement Ratio of the Parabolic and Inclined Plane Cells (Aluminum Particles)

ズル Re 数を増加して Γ を増加させる(本実験の範囲では約50%の変化)と伝熱促進効果は若干大きくなる(図4~6)ものの、粒子量 H を増やして Γ を増加(約30%の変化)させても伝熱促進効果の変化はほとんど見られなかった(図4)。このことは本実験の範囲では固体粒子への接触非定常熱伝導による伝熱促進効果があまり大きくないことを意味し、その寄与割合は文献⁽³⁾からの予測結果とほぼ一致するものと思われる。

このことから、本実験系のよどみ点近傍における伝熱促進のおもな原因は、伝熱面近傍の粒子によるかく乱効果であるといえる。この伝熱促進機構は粒子の質量と形状に強く影響される。すなわち同じ種類の粒子では、粒径が大きいほど、粒子と空気の慣性差が大きいので、伝熱促進効果が高い(図5)。一方、アルミニウム粒子とセラミックス粒子は不規則な形状を有してお

り、スムーズな形状のガラス粒子よりかく乱効果が強い。さらにアルミニウム粒子とガラス粒子の密度は同程度であるのに対して、セラミックスの密度は24%程度高いので、この粒子のかく乱効果は他よりさらに強いことになる。これらのことから本実験条件の範囲では伝熱促進は図6に示されるように、セラミックス、アルミニウム、ガラス粒子の順に高くなることが理解される。

3・2 セル形状による伝熱促進効果の変化 放物線セルの伝熱特性と傾斜面セルの伝熱特性を図7と図8に比較して示した。図7はガラス粒子の結果で、図8はアルミニウム粒子の結果である。これらの図7、8中のぬりつぶした記号は放物線セルのよどみ点の熱伝達率であり、白ぬきの記号は傾斜面セルの熱伝達率である。単相流の熱伝達率は傾斜面セルのほうが高いが、粒子による伝熱促進効果は放物線セルのほうが大きい。放物線セルの伝熱促進効果が相対的に大きい原因は、光学実験によって確認されたとおり、放物線セル内の衝突噴流の粒子ローディング比 I が傾斜面セルより高いためである。図7と図8の結果を伝熱促進割合 E として表したものが図9と図10である。いずれのセルにおいても、セル内に粒子を封止したことによる伝熱促進効果は平均約20%であり、一般の単相衝突噴流のそれと比べると2倍程度の熱伝達率が得られているが、放物線セル内の噴流のほうが傾斜面セルに比べて特に低 Re 数領域で伝熱促進効果が高いことがわかる。

4. 結 言

本報では著者らが提案したセル内固気二相衝突噴流の伝熱特性を実験的に検討した。その結果、セル内に形成される固気二相衝突噴流によってよどみ点近傍の熱伝達率が促進され、その伝熱促進割合 E はセル内に粒子を封止しない場合に比べて約30%、相当する条件における一般の開放雰囲気中の単相衝突噴流のよどみ点熱伝達率に比べて約120%に達することが示された。さらに本実験の範囲ではこの伝熱促進割合が第1

報で述べた噴流内の固体粒子のローディング比の変化に直接比例して変化しないことから、ここで見られた伝熱促進が粒子への非定常熱移動ではなく、おもに粒子の運動による温度境界層のかく乱効果に基づくものであることを示唆した。

本論文で提案したセル内固気二相衝突噴流では、気相流は伝熱面における熱伝達のほかに粒子の分離、運搬、再混入の役割をも果たすが、従来の固気二相衝突噴流〔例えば第1報表1(b)〕の気相流は伝熱面における熱伝達のみで寄与し、粒子の分離、運搬、再混入のためには他の動力が必要である。本論文で提案したセル内固気二相衝突噴流は、第1報で示したとおり、同一の伝熱促進を実現するために一般の衝突噴流より大きな圧力損失(ポンプ動力)を必要とする。しかしながら固体粒子の分離、運搬、再混入のための動力を考えれば、伝熱系の簡略さを考慮するまでもなく、本形式のセル内固気二相衝突噴流の有利さが理解できる。

本研究で提案したセル内衝突噴流は固体粒子の混入分離のための装置や粒子の輸送のための配管系を設置することなしに固気二相流を実現できるが、その伝熱促進効果はまだ不十分である。これを改善するためには粒子への非定常熱移動による伝熱促進効果の高いより微細な粒子を安定に循環流動させる、セル内噴流部の粒子ローディング比を増加させる等の工夫が必要となろう。またこの伝熱系を高熱負荷に対して用いようとする場合には高温の伝熱面から固気二相流へのふく射伝熱の寄与が顕著になるものと考えられる。次報以降ではこれらについて検討を加え、セル内固気二相衝突噴流の伝熱特性を高めていくこととしたい。

文 献

- (1) 王 捷・黒崎晏夫・佐藤 勲, 機論, **62** 596, B (1996), 1502-1510.
- (2) Shimizu, A., Echigo, R. and Hasegawa, S., *Proc. Symp. Volume 18th Nat. Heat Transf. Conf.*, San Diego, (1979 8), 155-160.
- (3) 黒崎晏夫・佐藤 勲, 機論, **57** 537, B (1991), 1787-1794.