

## らせん管内を流れる固気二相流の熱伝達：第2報 粒径及び直径比の影響

清水, 昭比古  
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

長谷川, 修  
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

林田, 道生  
九州電力株式会社 | 九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

<https://doi.org/10.15017/17698>

---

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 9 (2), pp.225-230, 1988-01-01. 九州大学大学院総合理工学研究科  
バージョン：  
権利関係：

# らせん管内を流れる固気二相流の熱伝達 (第2報 粒径及び直径比の影響)

清水 昭比古\*・長谷川 修\*・林 田 道 生\*\*

(昭和62年9月30日受理)

## Heat Transfer of Gaseous Solid Suspension Flow within Helically Coiled Circular Tube (2nd Report; Effects of Particle Size and of Helix Diameter Ratio)

Akihiko SHIMIZU\*, Shu HASEGAWA\* and Michio HAYASHIDA\*\*

Following the preceding report, this paper describes experimental study on heat transfer characteristics of gaseous solid suspension flows within helically coiled circular tubes. Main attention was paid on the effects of particle size and also of the ratio of helix diameter to tube diameter on the heat transfer performance. Experimental results reveal that the heat transfer augmentation effect is larger for the tube with smaller helix diameter. However, more remarkable result is that coarser particles have no significant effect for the heat transfer augmentation other than the added heat capacity of the flowing medium, which is in definite contrast with the fine particle case. Based on these results, discussion is presented on possible particle's motion within the flow field and also on the interaction of the suspended solids with the wall and with gaseous phase turbulence.

### 1. 結 言

著者らはこれまでに、流線が直接的でない場合の固気二相流の熱伝達特性が単相流の場合と大きく異なっており、とくに曲率の外側の壁で高い熱伝達係数の値が実現されることを明らかにしてきた<sup>1)~3)</sup>。とくに前報<sup>3)</sup>では、気流中にグラファイト微粒子を分散させた固気二相流をらせん状の曲円管内に流し、その際の熱伝達係数が熱容量の寄与分を大きく上回って増加していることを確認するとともに、そのような熱伝達の増加が壁近傍の粘性底層内の乱流構造のなんらかの変化によるものと推測した。しかし、固気二相流では壁面近傍、とくに粘性層内において気相の乱れに関する情報を実験的に求めるのは極めて困難であるので、これは文字通り推測の域を出ていない。一方、同じように曲率の影響が典型的に現われる衝突噴流においても、とくによどみ点近傍で高い伝熱性能の向上が認められることを既に報告したが<sup>1), 2)</sup>、最近黒崎ら<sup>4)</sup>は、より

粗大な粒子を用いた場合には衝突噴流の熱伝達の増加割合はそれほど顕著でないことを明らかにした。もし伝熱促進の機構が粘性底層内の乱れ強度の増加によるものとすれば、粗い粒子によって付加される乱れは微細な粒子を用いた場合よりも大きいと考えられるから、黒崎らの実験は著者らの推論に疑問を呈したかたちとなっている。

以上を背景として本研究は、異なる大きさの粒子に対して前報と同様にらせん管内固気二相流の熱伝達の測定を行ない、熱伝達に対する粒径の影響を明らかにするとともに、その結果を通じて伝熱促進の機構に対する知見を得ようとするものである。また、らせん管の熱伝達においてはらせんの直径と管の直径の比が重要なパラメータであるので、副次的課題として、管直径がほぼ同じでらせんの直径を異にする3本の伝熱管を用いた測定も併せ行なった。

### 2. 実験装置について

曲円管内流の伝熱試験部に固気二相流を供給するための流動装置として、直径比の影響を調べる実験(実

\*エネルギー変換工学専攻

\*\*エネルギー変換工学専攻修士課程 現在九州電力(株)

験Ⅰと称する)では既設の固気二相流閉ループを、粒径の影響を調べる実験(実験Ⅱと称する)では、新たにワンスルーの簡易流動装置を製作して使用した。これは、既設の閉ループ実験装置では浮遊粒子の分離回収をバッグフィルターで行なっており、一旦グラファイトのような微細な粒子を使用すれば容易に他の粒子に交換することが困難なためである。既設の固気二相流閉ループは文献(5)に詳しい紹介があるので、ここでは Fig. 1 によって、新たに製作した簡易ループを説明する。空気取入口①から吸入された空気は、高圧クランプブロウ②により系内に送り込まれ、ロータメータ④を経て、⑤の粒子混入部で固気二相流となる。試験部⑦で加熱された固気二相流は⑨の熱交換器で冷却されたのち、⑩⑪の2つのサイクロンで両相に分離され、粒子は⑭⑮のタンクに回収され空気は系外へ放出される。空気流量の調節は③の調節バルブで行う。また、サイクロンでの回収が完全でない場合にこれを補い、かつ空気流量の不足をも補う目的で管路最終地点に業務用大型真空掃除機⑫を設置して適宜使用した。粒子は予め秤量して供給タンク⑬に入れておき、実験開始と同時に⑬の流量調節器を経て粒子混入部⑤に供給される。粒子流量の調節と計測は文献(6)に述べたのと同じ方法によった。固気二相流を加熱す

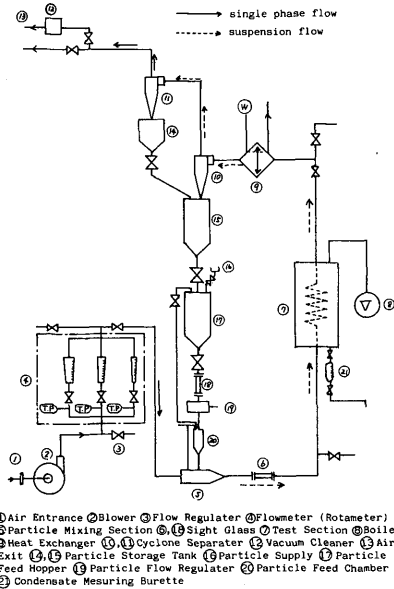


Fig. 1 Flow chart of experimental gaseous suspension facilities.

Table 1 Geometrical parameters on curved heat transfer tube.

No.	1	2	3
曲率比 D/di	8.2	10.4	13.0
巻数	5.5	4.5	3.5
管内径 di [mm]	23.1	23.3	23.9
らせん直径 D [mm]	190	243	309.2
ピッチ [mm]	60.8	66.6	63.7
全長 [mm]	3569	3789	3824
直管部全長 [mm]	264	340	417
伝熱面積 [m <sup>2</sup> ]	0.266	0.283	0.280
楕円率(長径/短径)	1.106	1.067	1.091
材質	銅	銅	SUS304

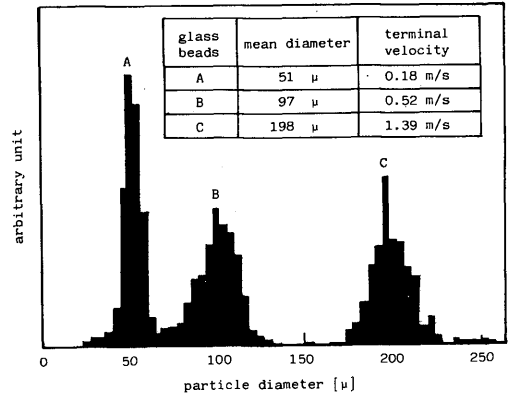


Fig. 2 Size distribution of glass particles.

る伝熱試験部⑦は前報<sup>3)</sup>と同じ蒸気ジャケットである。凝縮液量を測定して伝熱量を求める方法についても前報を参照せられたい。

実験Ⅰで使用した3本の伝熱管の仕様を Table 1 にまとめている。実験Ⅱでは Table 1 の No. 3 の伝熱管のみを使用した。

実験に供した固気二相流は、実験Ⅰでは前報と同じグラファイト-窒素、実験Ⅱでは空気と球形ガラス粒子のものである。ガラス粒子は十分なふるいわけを行なったのち、互いに粒径分布が重ならない3種類のものを選んで用いた。Fig. 2 にそれらの算術平均粒径と落下終端速度、及び粒径分布のヒストグラムを示している。今後図中のガラス粒子を小さいものから順に粒子A, B, Cと呼ぶことにする。なおグラファイトの粒径は10ミクロン以下である。

3. 実験結果と検討

3.1 熱伝達係数の算定に関して

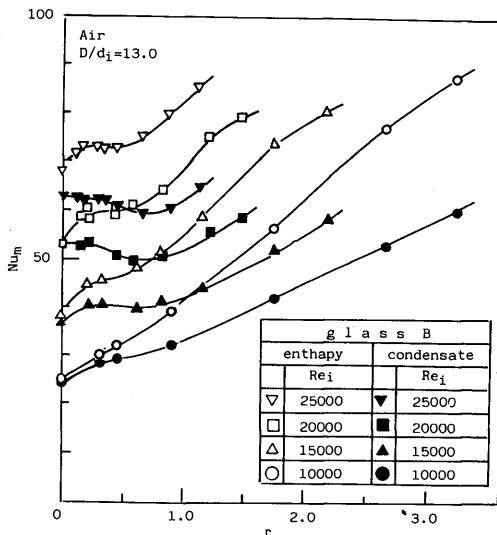
熱伝達係数  $h$  は次式で定義される。

$$h = \frac{Q}{S \Delta T} \quad (1)$$

ここで、 $S$  は伝熱面積、 $\Delta T$  は伝熱部出入口の媒体温度から求める対数平均温度差、 $Q$  は全伝熱量である。伝熱量  $Q$  は、前報と同様に凝縮液量を測定して求められるが、他方、固気両相が熱平衡に達していると仮定すれば伝熱部出入口の混合室で測定した混合平均温度の差から次式でエンタルピ上昇  $\Delta H$  を求めることによっても算定される。

$$\Delta H = Q = (G_f C_f + G_p C_p) (T_{out} - T_{in}) \quad (2)$$

ここで、 $G$  は質量流量、 $C$  は比熱、添字  $f, p$  はそれぞれ気相と粒子を表わし、 $T_{out}, T_{in}$  はそれぞれ出口と入口での混合平均温度である。実験Ⅱの場合にこれらの2つの方法によって求めた平均ヌセルト数を **Fig. 3** に比較して示している。横軸はローディング比である。これによると、単相流 ( $\Gamma = 0.$ ) に対して両者は比較的良好に一致しているが、粒子の混入量を増加させるにつれてかなり大きな差が生ずるようになることがわかる。このことは、混合室で測定しているのは気相の温

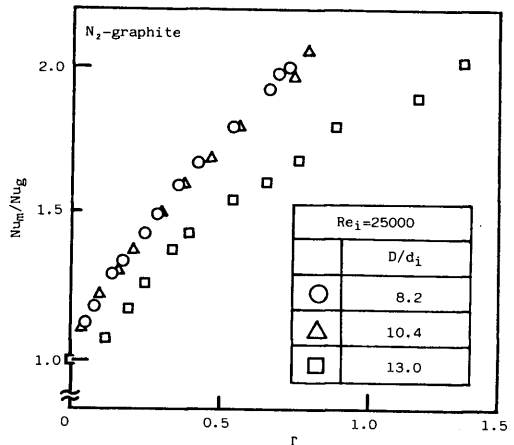


**Fig. 3** Difference in average Nusselt number due to different procedues.

度と考えられるが、粒径の大きなガラス粒子では粒子—気相間の伝熱抵抗が増加するため出口混合室で固気両相が十分に熱平衡に達しておらず、式 (2) では伝熱量を過大評価してしまうためである。従って、伝熱量については明らかに凝縮量によって評価するほうが正確である。一方、式 (1) の対数平均温度差の算定に際して、通常は流体側の温度として両相の熱容量を考慮した混合平均温度を使うべきであるが、前述のように両相間に温度差があるとき、混合室で気相の温度のみを測定して対数平均温度差を求めてもこれは正確ではなく、両相間の熱平衡達成の度合いに応じたあいまいさが残る。しかし、本報の主たる目的は、ローディング比を一定に保って粒径を変化させたときの熱伝達の変化を調べ、粒子が流れの乱流構造に与える効果を間接的に知ることであり、その伝達現象は気相と壁温の差を駆動力としているから、熱伝達係数の定義に気相の温度のみから求めた対数平均温度差を使うことはむしろこの目的に合致しているといつてよい。グラファイト粒子を使用する場合はその粒径が十分に小さく熱伝導率も高いので両相は十分熱平衡に達していると考えられ、以上の差異は問題とならない。

3.2 実験Ⅰ; 直径比の影響

**Table 1** の3本の伝熱管について、グラファイト—窒素の固気二相流での熱伝達の測定結果を **Fig. 4** と **Fig. 5** に示す。**Fig. 4** は同じ条件の単相気流の場合に対する固気二相流のヌセルト数の比をローディング比に対して示したものであり、**Fig. 5** は前報と同様に次



**Fig. 4** Effect of diameter's ratio (Nusselt number ratio vs. solid loading).

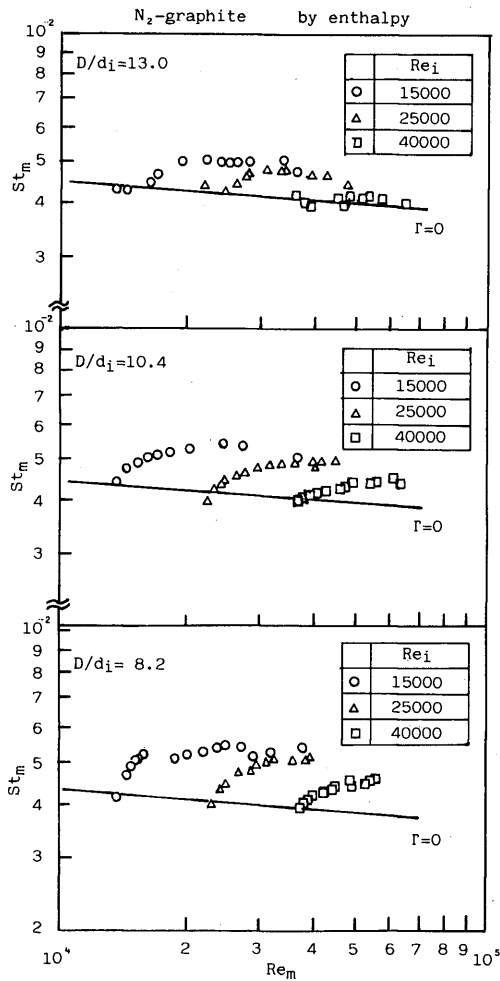


Fig. 5 Effect of diameter's ratio (mixture Stanton number vs. mixture Reynolds number).

式のような固気二相流のパラメータによって再整理したものである。

$$Re_m = \frac{(\rho_f U_f + \rho_{dp} U_p) d_i}{\mu} = Re_g (1 + \Gamma) \quad (3)$$

$$St_m = \frac{h}{C_f \rho_f U_f + C_p \rho_{dp} U_p} \approx \frac{St_g}{1 + (C_p/C_f) \Gamma} \quad (4)$$

Fig. 4 から、ヌセルト数は同じ条件の単相流の場合に比較して最大2倍ほどの増加を示し、その増加割合は直径比が小さいほど大きいことがわかる。これは直径比を減少させることによって2次流れの強さが増進され、粘性底層と乱流コアの部分に往復する粒子の運動

が強くなるためと考えられる。Fig. 5 によれば、直径比の最も大きい管 ( $D/d_i=13.0$ ) では、ローディング比が小さいときにスタントン数が一旦単相流のそれよりも低下する傾向が見られるが、他の2例では単調に増加している。いずれも前報と同じように(4)式のスタントン数の定義によって、グラファイト粒子の場合には、粒子の混入による熱伝達の向上が熱容量の増加の寄与分をかなり越えていることがわかる。

### 3.3 実験II; 粒径の影響

Fig. 6 は、AとCのガラス粒子に対して、ヌセルト数とローディング比の関係を、気流のみの入り口レイノルズ数をパラメータとして示したものである。グラファイト粒子の場合とは様相をかなり異にし、とくに粒径が最大である粒子Cではヌセルト数はほとんど増加せず、レイノルズ数の大きなきにはむしろ低下している。この低下は粒子混入量をさらに増加させて熱容量の効果が現われればやがて回復すると思われる。最も低いレイノルズ数の場合にはそのような低下は見られないが、それでもヌセルト数の増加は前記のグラファイトの場合に比して極めて小さなレベルに留まっている。ガラス粒子のうちで最小のものである粒子Aでは、グラファイトの場合と同様にかかなり大きな熱伝

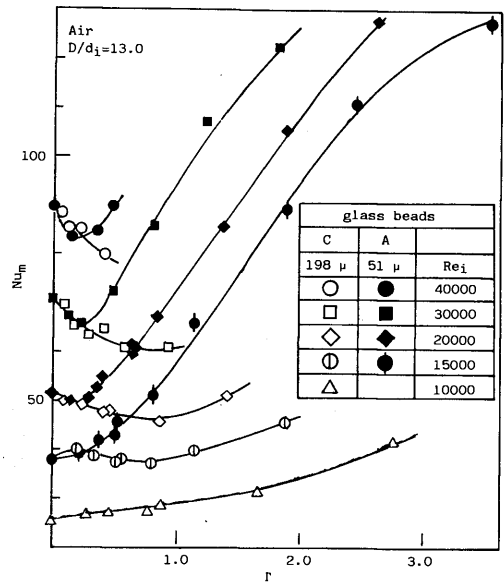


Fig. 6 Effect of particle size (average Nusselt number vs. solid loading).

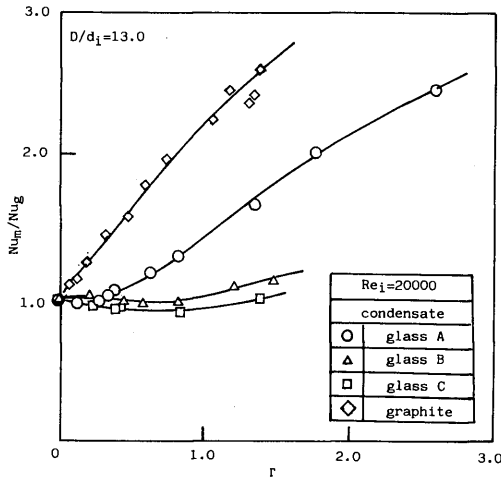


Fig. 7 Effect of particle size (average Nusselt number ratio vs. solid loading).

達促進効果が現われており、とくにレイノルズ数が大きくローディング比が低い場合に一旦ヌセルト数が減少する点も同様である。

Fig. 7は、Fig. 6の結果に粒子Bを加え、レイノルズ数を同一に保った場合にこれら3種のガラス粒子とグラファイト粒子に対してヌセルト数の比が変化するようすを比較したものである。これによれば、粒子を混入することの効果は明らかに粒径が小さくなるほど顕著に現われ、熱伝達の増進という観点からは微細な粒子ほど効果がある、という先の黒崎らの所見<sup>4)</sup>と一致する結果になっている。粗い粒子においても幾許かの熱容量の付加の効果は存在すると考えられるので、粗い粒子の場合には全体として熱伝達の促進効果はほとんど存在しないといつてよい。

4. 伝熱促進の機構に関する考察

100ミクロン程度の比較的大きな粒子を用いた菱田らの研究<sup>7)</sup>によれば、乱流コアの乱れ強度は粒子の添加によってかなり制御される。一方、乱流変動に対する追従性は微細な粒子ではより大きいから、微細な粒子は乱れを抑制することはあってもそれを促進するとは考えにくい。従って、少なくとも乱流コアの部分にある粒子はその径の大小に拘わらず伝熱促進に関してネガティブに作用すると考えてよいであろう。従って、熱伝達の向上はやはり壁面のごく近傍での粒子の挙動に起因するとみることができよう。ここで Fig. 8に

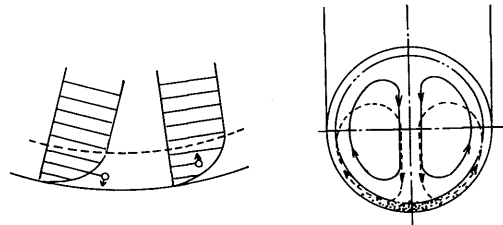


Fig. 8 Possible particle motion within the curved tube.

よって次のような粒子の運動を考えてみる。Saffmanによれば、速度勾配のある気流中に置かれた粒子は粒子からみて相対速度の大きなほうに力を受ける<sup>8)</sup>。境界層でいえば、粒子が流体に先行しておれば力は壁の方向に向き、気流が先行していれば逆である。慣性と曲率の作用によって乱流コアから粘性底層に侵入してきた粒子は、始めその速度が気流よりも大きいので壁方向に移動するが、やがて減速されて気流から引きずられるかたちとなって壁から離脱する。するとまた乱流コアの部分で加速され再び慣性と曲率の影響で粘性底層内に侵入する。この繰り返し運動は壁近傍と乱流コアの部分のエンタルピ輸送を促進するはずである。直径比の小さい(曲りの強い)管では2次流れが非常に強いのでこの運動が顕著になって伝熱をより促進すると考えられる。

一方、曲率が同じときに粒径の大小によって起こる現象の差異を考えてみると、大きな粒子は慣性の影響で曲率の外側の母線上に押しつけられて直線的に流れるのみで、いわば乱流コアに戻ってこない。従って、例えその部分で大きな乱れを粘性底層に付与したとしてもそれは母線を中心とした狭い範囲に限定され、乱流コアの部分における前述のネガティブな効果を補償するまでには至らないので、熱伝達は増加しないし場合によっては減少する。Fig. 6でレイノルズ数の大きなきにヌセルト数がかなり減少するのはこのことに対応していると思われる。

最近吉田らは、LDVを用いて衝突噴流のよどみ点近傍の乱流量の計測を行なった<sup>9)</sup>。それによれば、衝突噴流では粒子は壁に真っ直ぐに衝突して反跳し、衝突後の粒子は周囲気流との相対速度が極めて大きいので、粒子後流部分に生ずる乱れが乱流強度を大きく増加させて熱伝達の向上に寄与している、という。曲管内流では粒子の反跳はそれほど大きいとは考えにくく、

粒子を乱流コアに戻すのは反跳ではなく気流の2次流れである。従って、伝熱促進の機構はやはり粘性底層内で粒子によって付加される乱れにあると考えられる。微細な粒子では、その背後にできる後流の乱れスケールは確かに小さいが、もともとこの領域では、乱れのスケール $\ell$ は壁からの距離 $y$ に対して $\ell = \kappa y$  ( $\kappa$ はカルマンの定数)で表わされる小さな値を有するから、この領域の乱れに対する寄与は決して小さくはない。しかも同一のローディング比に対して、粒径の小さな粒子の数密度は粗い粒子に比較して粒径の3乗に反比例して大きくなる。これに対して粗い粒子では、それが生成する乱れのスケールは大きい粒子の数密度は小さく、しかもその存在域は先に述べたように曲率外側の母線近傍に限定される。従って本実験の結果は、乱れのスケールと数密度という相反する効果を比較したときに後者のほうがより支配的であることを示している。

## 5. 結 論

本研究によって得られた成果をまとめると次のようになる。

曲りの強い曲円管ほど粒子混入による固気二相流の伝熱促進効果は大きい。さらに同じ曲率を有する管では粒径を小さくするほど伝熱促進の効果が大きい。従って、曲円管内を流れる固気二相流の伝熱促進は、2次流れによって起こる主流に直角な面内の粒子の巨視的運動、それに伴う壁近傍—乱流コア部分間のエネルギー交換、粒子による粘性底層内の乱れの付与、及び小さな粒子ではその数密度が極端に大きいこと、などの複合効果と考えられる。

## 記 号

$C_f, C_p$ : 比熱

$D$ : らせんの直径

$d_i$ : 管の直径

$G_f, G_p$ : 質量流量

$h$ : 平均熱伝達係数

$Nu_m, Nu_g$ : 平均ヌセルト数

$Q$ : 全伝熱量

$Re_i, Re_g, Re_m$ : レイノルズ数

$S$ : 全伝熱面積

$St_g, St_m$ : 平均スタントン数

$T_{out}, T_{in}$ : 出口, 入口での混合平均温度

$\Delta T$ : 対数平均温度差

$U_f, U_p$ : 平均速度

## ギリシャ文字

$\Gamma$ : 粒子ローディング比

$\mu$ : 気相の粘性係数

$\rho_f, \rho_{dp}$ : 密度

## 添 字

$f$ : 気相,  $p$ : 粒子,  $dp$ : 粒子 (分散相として)

$m$ : 固気二相流,  $g$ : 単相気流,  $i$ : 入り口

## 参 考 文 献

- 1) 清水, 越後, 長谷川: 日本機械学会論文集, 46巻, 409号 (昭和55-9).
- 2) 清水, 深道, 長谷川: 日本機械学会論文集 (B 編), 51巻, 464号 (昭和60-4).
- 3) 清水, 長谷川, 船越, 林田: 九州大学総合理工学研究科報告, 6巻, 1号 (昭和59-6).
- 4) 黒崎, 村崎, 柏木, 佐藤: 第22回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭和60-5).
- 5) 長谷川, 越後, 金丸, 一宮: 高温学会誌, 2巻, 5号 (昭和51-9).
- 6) Shimizu, A. et al.: Int. J. Multiphase Flow, 4-1 (1978).
- 7) 菱田, 渡辺, 前田: 第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭和59-5).
- 8) Saffman, P. G.: J. Fluid Mech., 22-2 (1965).
- 9) 吉田, 末永, 越後: 第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭和62-5).