気液上昇並流充填層内の伝熱

中 村 正 秋・棚 橋 崇*

高 田 大 作**・大 佐 々 邦 久***

杉 山 幸 男****

名古屋大学工学部 化学工学科†

気液上昇並流充填層内の半径方向有効熱伝導度 k_{er} およびみかけの壁面伝熱係数 h_w を粒子径 $d_p=4.0, 5.0$ および 6.6 mm の球形粒子を用い、空気-水系で測定し、次の結果を得た。

1) 上昇並流型の k_{er} および h_w は、ともに下降並流型の値よりも大きい。2) 液流量 L を一定に保ち、ガス流量 G を増大させると、下降並流型の k_{er} , h_w は単調に漸増するが、上昇並流型のそれらは気泡流域で最大値をとり、パルス流域では漸減または一定となる。3) k_{er} が漸減する高ガス流量域で、相関式 $k_{er}/k_i=c(d_p L/\mu_i)^a(d_p G/\mu_g)^b$ を得た。ここで、 $a=0.55\sim 0.57$, $b=-0.3$, $c=22.5\sim 26.9$ である。4) 5.0 mm アルミナ多孔質球の k_{er} の実測値は、同径のガラス球の予想値よりも約 20% 大きく、粒子表面の粗滑度が液滞留量に影響したためではないかと思われる。

緒 言

気液並流充填層反応器内の伝熱特性としては、下降並流型を対象とし、半径方向有効熱伝導度 k_{er} を求めた Weekman ら¹³⁾、橋本・室山²⁾、松浦⁴⁾、Specchia ら¹⁴⁾の研究および壁面におけるみかけの伝熱係数 h_w を求めた室山・橋本²⁾、松浦⁴⁾、Specchia ら¹⁴⁾の研究がある。Weekman ら¹³⁾は壁面近傍の伝熱抵抗を無視して有効熱伝導度を求める一方、相当伝熱係数 h_0 を定義しているが、 h_0 は h_w と k_{er} の両者を複合させたものであって、壁面での伝熱現象のみを表していない¹³⁾。

気液並流充填層反応器は、従来下降並流型として用いられることが多かったが、近年 Takematsu ら^{15,16)}、Montagna ら⁷⁾、Mochizuki ら⁸⁾によって上昇並流型の反応成績が下降並流型のそれよりも優れていることが報告されている。この理由として、上昇並流型の場合は下降並流型に比べて液の滞留量ならびに滞留時間が大きく、層断面に均一に分散して流れ易く、固-液間の接触効率を高めているものと思われる¹³⁾。

本研究では、上記の特徴を持つ気液上昇並流型充填層の壁面を加熱し、定常状態時の層内温度分布を測定した。橋本・室山²⁾が下降並流型で行った壁面伝熱抵抗を考慮した解析法に従い、半径方向有効熱伝導度 k_{er} および壁面伝熱係数 h_w を算出し、充填粒子径、ガス流速および液流速などの操作条件との関係について考察した。また、同じ操作条件下で下降並流型の伝熱特性値も測定

し、上昇並流型との比較を行った。この結果、上昇並流型では下降並流型においてみられなかった種々の特徴ある伝熱現象が見いだされた。

1. 実験装置および方法

使用した実験装置の概略を Fig. 1 に示す。

伝熱部は内径 57 mm の黄銅製であり、この前後に透明アクリル樹脂製の助走整流部および流動観察部を設けた。

充填粒子には固体触媒粒子を想定し、 $4.0\text{ mm}\phi$ ガラス球、 $5.0\text{ mm}\phi$ アルミナ多孔質球、 $6.6\text{ mm}\phi$ 磁製球の 3 種類、気体として空気 (ガス流量 $G=0\sim 2.5\times 10^3\text{ kg/m}^2\cdot\text{hr}$)、液体として水道水 (液流量 $L=7.0\times 10^3\sim 9.4\times 10^4\text{ kg/m}^2\cdot\text{hr}$) を用い、層入口において気・液が均一に流入するように配慮した。また気・液の流動によって充填粒子が移動しないよう、層の上・下端で金網または多孔板で固定した。層空隙率は $0.38\sim 0.40$ であった。

助走整流部を通過した気・液流は水蒸気加熱された伝熱部に入り、壁面より加熱される。層内温度分布は軸方向の 4 個所で、それぞれ半径方向に 3 点 (無次元半径位置 $R=r/r_w=0, 0.5, 0.8$) ならびに層入口 (温度 t_0)、層出口の合計 14 点において、 $1\text{ mm}\phi$ ステンレス管に封入された $0.2\text{ mm}\phi$ クロメル・アルメル (CA) 熱電対で測定した。また内壁温度 t_w は、外壁面上の 4 点に固定された $0.3\text{ mm}\phi$ CA 熱電対で測定した外壁温度と採取された凝縮水量より求められる伝熱量により推算した。壁温 t_w は層入口付近を除きほぼ均一とみなすことができ、 $85\sim 98^\circ\text{C}$ の範囲であった。

流動様式の判別は、静電容量計を用い、液スラグによ

* 〒464 名古屋市千種区不老町

*(株) 大川原製作所

** 大丸工業 (株)

*** 山口大学工学部 化学工学科

**** 愛知工業大学

- 1: G-L inlet } upflow
 2: G-L outlet }
 1': G-L inlet } downflow
 2': G-L outlet }
 3: Steam inlet
 4: Jacket
 5: Heat transfer section
 6: Thermocouple
 7: Recorder
 8: Capacitance plate
 9: Capacity meter
 10: Recorder

Fig. 1 Flow sheet of apparatus

	Upflow	Downflow
z_1	43.5 cm	48.6 cm
z_2	41.3	41.4
z_3	38.5	63.6

る規則的で明瞭な脈動波形が現れる場合をパルス流、不規則で振幅の小さい波形が現れる場合を気泡流とした。

層内の半径方向有効熱伝導度 k_{er} ならびに壁面におけるみかけの伝熱係数 h_w は、上記の方法によって測定された層内温度分布をもとに下降並流型で行われた解析法²⁾を適用して算出した。本法を要約すれば、仮定として、(i) 気体、液体および粒子の間の温度差を無視する、(ii) 気体、液体ともに半径方向における流速およびホールドアップは均一である、(iii) 軸方向の伝導伝熱は無視できる、(iv) k_{er} , h_w は層内で均一である、を置き、次の基礎式が導かれる。

$$(LC_{pl} + GC_{pg}) \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{k_{er}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial t}{\partial r} \right) \quad (1)$$

境界条件として、

$$\left. \begin{aligned} z=0; & \quad t=t_0 \\ z=\infty; & \quad t=t_w \\ r=0; & \quad \partial t / \partial r = 0 \\ r=r_w; & \quad -k_{er}(\partial t / \partial r) = h_w(t - t_w) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

を置く。気または液単相流の場合、Eq. (1) はすでに解かれ、厳密解は無級数の和として求まり^{1,3)}、ある範囲では第1項のみで近似される¹¹⁾。この結果を気液2相流に適用すれば、 $k_{er}z/(LC_{pl} + GC_{pg})r_w^2 > 0.2$ では第1項のみで近似でき、次式となる²⁾。

$$\log T = mz + \log [n/J_0(\xi_1 R)] \quad (3)$$

ここで、 $T = (t_w - t_0)/(t_w - t)$, $R = r/r_w$, $H = h_w r_w / k_{er}$, ξ_1 は $\xi J_1(\xi) = H J_0(\xi)$ の第1番目の正根、 $m = k_{er} \xi_1^2 / 2.303 / (LC_{pl} + GC_{pg})r_w^2$, $n = \xi_1 J_1(\xi_1) \{1 + (\xi_1/H)^2\} / 2$ である。

Fig. 2 Liquid holdup in the packed bed with gas-liquid cocurrent upflow

Eq. (3) より中心軸 ($R=0$) と他の任意の半径位置 ($R=R_1$) の実測値をもとに、 $\log T$ を z に対して点綴し、2直線間の垂直距離 l と勾配 m を読み取れば、 ξ_1 は

$$l = -\log J_0(\xi_1 R_1) \quad (4)$$

より決定され、 k_{er} , h_w は次式より算出される。

$$k_{er} = 2.303m(LC_{pl} + GC_{pg})r_w^2 / (\xi_1^2) \quad (5)$$

$$h_w = k_{er} \xi_1 J_1(\xi_1) / r_w J_0(\xi_1) \quad (6)$$

2. 実験結果および考察

2・1 層内温度分布と流動様式

Fig. 2は上昇並流型の層内空隙中に占める液の全滞留率（ホールドアップ） H_L と流動様式を示した図である。ガス流量 G の増大とともに液単相流→気泡流→パルス流と移行する。気泡流からパルス流への遷移は、4.0 mm 粒子の場合 $G=400 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{hr}$ 付近で、6.6 mm 粒子のとき $G=600 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{hr}$ 付近で起こることがわかった。

Fig. 3は4.0 mm ガラス球を充填し、気液を上昇並流型で流した場合の層内温度分布である。層入口において半径方向に一樣な温度 t_0 で流入した気液は壁面より加熱され、層内温度が上昇する。気液並流の場合は液単相流に比較し、全体に層内温度が高く、気流を同伴させることによって半径方向の熱移動を促進していることがわかる。しかし、ガス流量 G を増加させるに従い、比較的低ガス流量域で上昇した層内温度が高ガス流量域になると壁面近傍を除きあまり上昇しない結果となった。

並流充填層内の半径方向熱移動は、主として液相を通しての熱移動が支配的であると考えられる。Fig. 2によれば気流の同伴は主要な熱移動媒体である液の滞留量を減少させるが、一方気泡によって液の混合を増大させ、

Fig. 3 Temperature profiles in the packed bed with gas-liquid cocurrent upflow ($d_p = 4.0$ mm)

熱移動を促進させる効果も持つ。パルス流域では、大佐々ら¹⁰⁾の結果と同様にガス流量の増大によりパルス頻度およびパルス速度はともに増加するが、液滞留量の減少も激しく、総体として気泡流に比べて半径方向熱移動を減少させ、Fig. 3 の温度分布になったものと考えられる。

Fig. 3 に示す層内温度分布の傾向は、5.0 mm 粒子、6.6 mm 粒子を充填した場合も同様であり、一般に粒子径が大きくなるにつれ、層内温度は全体に高くなった。

2・2 層内半径方向の有効熱伝導度

実験によって測定した層内温度を Eq. (3) に従って片対数方眼紙上に点綴し、前述の方法によって Eqs. (4), (5) より半径方向の有効熱伝導度 k_{er} を求めることができる。

上昇並流型で、6.6 mm 粒子を用いた場合の k_{er} の結果を Fig. 4 に示す。液流量 L を一定に保ちつつ、ガス流量 G を増大させると、気泡流域の k_{er} は液単相流時の値に比べて著しく増加し、最大値を経た後遷移流域からパルス流域に移行するにしたがって k_{er} は漸減または一定となる傾向となった。

一方、下降並流型では Fig. 5 に示すように、 k_{er} はガス流量の増大とともにわずかに増加し、上昇並流型のように最大値は現れない。なお、下降並流型で得られた値は、橋本・室山ら⁹⁾および松浦ら⁴⁾の結果とよく一致し、本研究の実験法の妥当性を裏づけるものと思われる。

上昇並流型の k_{er} がガス流量の変化に対して最大値をとる傾向は、粒子径を 4.0 mm (Fig. 6), 5.0 mm と変えても現れること、Weekman ら¹⁵⁾の壁面近傍の伝熱抵抗を無視した解析に従った場合にも得られる¹⁷⁾ことなど

Fig. 4 Effective thermal conductivities in the packed bed with gas-liquid cocurrent upflow ($d_p = 6.6$ mm)

Fig. 5 Effective thermal conductivities in the packed bed with gas-liquid cocurrent downflow ($d_p = 6.6$ mm)

からして、下降並流型にはなく、上昇並流型に特有な現象と思われる。この理由としては、前項 2・1 の層内温度分布の考察でも述べたように、上昇並流型の気泡流域では、主要な熱移動媒体である液の滞留量が多い上に、気泡による液の混合が激しいことによるものと思われる。この考えに基づき、半径方向の液混合を調べたところ、熱移動との対応が認められ、上昇並流型の気泡流域で半径方向液混合も最大となった⁹⁾。

気または液単相流を伴う充填層内の有効熱伝導度に関する理論^{12,19,20)}を気液下降並流を伴う場合に拡張して

$$k_{er} = (k_{er})_0 + (k_{er})_g + (k_{er})_l \quad (7)$$

または

$$\frac{k_{er}}{k_l} = \frac{(k_{er})_0}{k_l} + (\alpha\beta)_g \left(\frac{d_p G C_{p0}^*}{k_g} \right) \left(\frac{k_g}{k_l} \right) + (\alpha\beta)_l \left(\frac{d_p L C_{pl}}{k_l} \right) \quad (8)$$

のように、気液の流れを伴わない湿り充填層の有効熱伝導度 $(k_{er})_0$ 、気相の半径方向の流体混合による有効熱伝導度 $(k_{er})_g$ 、および液相の半径方向の流体混合による有効熱伝導度 $(k_{er})_l$ の和として表す試みがなされている^{2,4,19)}。

Fig. 6 Effective thermal conductivities in the packed bed with gas-liquid cocurrent upflow ($d_p=4.0$ mm)

Fig. 7 Correlation of effective thermal conductivities with modified Reynolds numbers ($d_p=6.6$ mm)

湿り充填層に気流のみを流した場合の有効熱伝導度すなわち $(k_{er})_0 + (k_{er})_g$ を Fig. 6 中に示した。その値はガス流量 G の増大とともにほぼ直線的に増加するが、上昇並流型の k_{er} への寄与は小さい。上昇並流型においても Eq. (8) の相関の可能性はあるが、Figs. 4 および 6 に示したように、ガス流量 G の変化に対して k_{er} の最大値が現れること、そしてこれは主として半径方向の液相混合が寄与していることなどから、Fig. 7 の整理を試みた。この結果、低ガス流量域では k_{er} が急激に増大するために一般的な関係が見いだされなかったが、高ガス流量域では各粒子に対し相対誤差 $\pm 20\%$ 以内で次の相関式を得た。

4.0 mm ガラス球: $12 < d_p L / \mu_l < 160$, $15 < d_p G / \mu_g < 150$

$$\frac{k_{er}}{k_l} = 22.5 \left(\frac{d_p L}{\mu_l} \right)^{0.55} \left(\frac{d_p G}{\mu_g} \right)^{-0.3} \quad (9)$$

5.0 mm アルミナ多孔質球: $15 < d_p L / \mu_l < 200$, $20 < d_p G / \mu_g < 200$

$$\frac{k_{er}}{k_l} = 26.1 \left(\frac{d_p L}{\mu_l} \right)^{0.57} \left(\frac{d_p G}{\mu_g} \right)^{-0.3} \quad (10)$$

6.6 mm ガラス球: $20 < d_p L / \mu_l < 260$, $20 < d_p G / \mu_g <$

$$\frac{k_{er}}{k_l} = 26.9 \left(\frac{d_p L}{\mu_l} \right)^{0.55} \left(\frac{d_p G}{\mu_g} \right)^{-0.3} \quad (11)$$

一般に、充填層の有効熱伝導に対する充填粒子の熱伝導度の影響は小さく、同径のガラス球とアルミナ多孔質球（細孔内に液体を含有している）を用いた場合、同じ値の有効熱伝導度を得るものと期待される。しかし、4.0 mm ガラス球と 6.0 mm ガラス球に対する実験式 Eqs. (9) および (11) より、右辺第 1 項の定数項がほぼ粒子直径 d_p の $1/3$ 乗に比例するものとして 5.0 mm ガラス球の有効熱伝導度を推定したところ、5.0 mm アルミナ多孔質球に対する Eq. (10) に基づく計算値よりも約 20% ほど小さい値を得た。この相違は、粒子表面が粗い場合は滑らかな場合に比べ、高ガス流量域での液滞留量がやや多いためではないかと思われる。

2・3 層壁面におけるみかけの伝熱係数

層内半径方向の有効熱伝導度 k_{er} と同様、層内温度分布より Eqs. (4)~(6) を用い、層壁面におけるみかけの伝熱係数 h_w を求めることができる。

上昇並流型の h_w を Fig. 8 (6.6 mm 粒子の場合) および Fig. 9 (4.0 mm 粒子の場合) に、下降並流型の結果を Fig. 10 (6.6 mm 粒子の場合) に示す。

上昇並流型の h_w は Figs. 8 および 9 より、 k_{er} の場合と同様に液流量 L を一定に保ち、ガス流量 G を増大させると液单相流時の値に比較して増加し、一般にパルス流域で漸減傾向にあることがわかった。

一方、下降並流型の場合、ガス流量 G の増大とともに h_w も増加することが知られており^{8,9)}、Fig. 10 の結果においても高液流量の場合には、おおむね従来の結果と値および傾向とも一致した。低液流量かつ高ガス流量域の下降並流型では、層内の液滞留量が著しく減少し、壁面近傍の伝熱抵抗が増大したと思われる⁹⁾。

下降並流型のみかけの壁面伝熱係数に関し、室山ら⁹⁾ はガス流量の影響は小さく、充填層空隙における平均の液流量を用いれば单相流で得られた相関式でよく整理できるとしている。上昇並流型では Figs. 8 および 9 で示したように、壁面伝熱係数に対するガス流量の影響は大きく、单相流の相関式を修正しただけでは表しえない。

また、松浦ら⁹⁾ は下降並流型の壁面からの熱移動に関して 5 個の機構を考え、单相流充填層の理論を応用し、あるいは液滞留量（特にダイナミックホールドアップ）を用いると壁面伝熱係数をよく相関できるとしている。

上昇並流型の壁面での熱移動に対しても松浦らの熱移動機構と類似の関係が成立するものと思われるが、上昇並流型の伝熱係数は下降並流型のそれに比べて複雑な挙動を示すこと、有効熱伝導度の場合と異なり、低液流量

Fig. 8 Apparent heat transfer coefficients at the wall with gas-liquid cocurrent upflow ($d_p=6.6$ mm)

域と高液流量域とで傾向がやや異なること、得られた実験結果のバラツキが有効熱伝導度の場合に比べてやや大きいことなどの理由により、明確な相関関係が得られなかった。

結 言

気液上昇並流型充填層内の熱移動を調べ、次の結果を得た。

- 1) 半径方向有効熱伝導度 k_{er} およびみかけの壁面伝熱係数 h_w は、液流量を一定に保ってガス流量を増大させると、気泡流域で液单相流時の値より著しく大きくなり、最大値を経た後パルス流域で漸減または一定となる傾向にある。
- 2) 上記の特徴は下降並流型には見られず、上昇並流型に特有の現象である。
- 3) 上昇並流型の k_{er} および h_w は、ともに下降並流型の値に比べて大きく、熱移動抵抗が小さい。
- 4) 下降並流型ではガス連続流となり易い低液流量域であっても、上昇並流型では k_{er} および h_w が最大となる気泡流となり、低液-低ガス流量域での操作にも上昇並流型は適する。

【付 記】 鶴岡工業高等専門学校渡会正三校長には名古屋大学在任中助言をいただきました。

Nomenclature

C_{pg}^*	= specific heat of saturated gas	$[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$
C_{pl}	= specific heat of liquid	$[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$
d_p	= particle diameter	$[m]$
G	= gas flow rate	$[kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}]$
H	= $h_w r_w / k_{er}$	$[-]$
H_l	= liquid holdup in the void	$[-]$

Fig. 9 Apparent heat transfer coefficients at the wall with gas-liquid cocurrent upflow ($d_p=4.0$ mm)

Fig. 10 Apparent heat transfer coefficients at the wall with gas-liquid cocurrent downflow ($d_p=6.6$ mm)

h_w	= apparent heat transfer coefficient at the wall	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
k_{er}	= radial effective thermal conductivity	$[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$
k_l	= thermal conductivity of liquid	$[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$
L	= liquid flow rate	$[kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}]$
l	= $-\log J_0(\xi_1 R_1)$	$[-]$
m	= $k_{er} \xi_1^2 / 2.303 (LC_{pl} + GC_{pg}^*) r_w^2$	$[m^{-1}]$
n	= $\xi_1 J_1(\xi_1) [1 + (\xi_1/H)^2] / 2$	$[-]$
R	= r/r_w	$[-]$
r	= radial distance	$[m]$
r_w	= radius of the packed bed	$[m]$
T	= $(t_w - t_0) / (t_w - t)$	$[-]$
t	= temperature	$[K]$
t_0	= inlet temperature of the gas-liquid flow	$[K]$
t_w	= wall temperature	$[K]$
z	= axial distance	$[m]$
$\alpha\beta$	= coefficient in Eq. (8)	$[-]$
μ	= viscosity	$[Pa \cdot s]$
ξ_1	= the first root of $J_1(\xi) = HJ_0(\xi)$	$[-]$
<suffix>		
g	= gas	
l	= liquid	

Literature cited

- 1) Coberly, C. A. and W. R. Marshall, Jr.: *Chem. Eng. Prog.*, **47**, 141 (1951)
- 2) Hashimoto, K., K. Muroyama, K. Fujiyoshi and S. Nagata: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **2**, 53 (1976)
- 3) Hatta, S. and S. Maeda: *Kagaku Kōgaku*, **12**, 56 (1948)
- 4) Matsuura, A., Y. Hitaka, T. Akehata and T. Shirai: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **5**, 263 (1979)
- 5) Matsuura, A., Y. Hitaka, T. Akehata and T. Shirai: *ibid.*, **5**, 269 (1979)
- 6) Mochizuki, S. and T. Matsui: *AIChE J.*, **22**, 904 (1976)
- 7) Montagna, A. and Y. T. Shah: *Chem. Eng. J.*, **10**, 99 (1975)
- 8) Muroyama, K., K. Hashimoto and T. Tomita: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **3**, 627 (1977)
- 9) Nakamura, M., K. Tashita and S. Sugiyama: Preprint of the 44th Annual Meeting of The Soc. of Chem. Engrs., Japan, p. 42, Tokyo (1979)
- 10) Ohsasa, K., T. Tanahashi and M. Sanbuichi: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **4**, 314 (1978)
- 11) Phillips, B. D., F. W. Leavitt and C. Y. Yoon: *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, **56**, No. 30, 219 (1960)
- 12) Ranz, W. E.: *Chem. Eng. Prog.*, **48**, 247 (1952)
- 13) Satterfield, C. N.: *AIChE J.*, **21**, 209 (1975)
- 14) Specchia, V. and G. Baldi: *Chem. Eng. Commun.*, **3**, 483 (1979)
- 15) Takematsu, T. and B. I. Parsons: Dept. of Energy, Mines and Resources, Mines Branch, Ottawa, Fuels Res. Centre Tech. Bull., TB161 (1972)
- 16) Takematsu, T.: *J. of the National Chem. Lab. for Ind. (Tokyo Kogyo Shikensho Hokoku)*, **69**, 299 (1974)
- 17) Tanahashi, T., K. Ohsasa, T. Sakai and S. Watarai: Preprint of the 41st Annual Meeting of The Soc. of Chem. Engrs., Japan, p. 358, Sendai (1976)
- 18) Weekman, V. W., Jr. and J. E. Myers: *AIChE J.*, **11**, 13 (1965)
- 19) Yagi, S. and D. Kunii: *Kagaku Kōgaku*, **18**, 576 (1954)
- 20) Yagi, S. and D. Kunii: *AIChE J.*, **3**, 373 (1957)

(1980 年 5 月 12 日受理; 化学工学協会第 43 年会 (名古屋, 1978 年 4 月) にて発表)

Heat Transfer in a Packed Bed with Gas-Liquid Cocurrent Upflow

Masaaki Nakamura, Takashi Tanahashi*, Daisaku Takada**,
Kunihisa Ohsasa*** and Sachio Sugiyama****

Dept. of Chem. Eng., Nagoya Univ., Nagoya 464

Radial effective thermal conductivity and apparent wall heat transfer coefficient in a packed bed with gas-liquid cocurrent upflow were measured in air-water system with three kinds of spherical particles of $d_p = 4.0, 5.0$ and 6.0 mm diameter. The following results were obtained:

1) The effective thermal conductivity, k_{er} , and wall heat transfer coefficient, h_w , in the cocurrent upflow system are larger than those in the cocurrent downflow system.

2) Increasing the gas flow rate, G , while holding any constant liquid flow rate, L , k_{er} and h_w in the downflow system increase gradually. Those in the upflow system increase temporarily in the bubble-flow region, and then decrease gradually or are constant in the pulse-flow region.

3) In the range of high gas flow rate in which k_{er} decreases gradually,

$$k_{er}/k_t = c(d_p L / \mu_l)^a (d_p G / \mu_g)^b$$

$$(a = 0.55 \sim 0.57, b = -0.3, c = 22.5 \sim 26.9)$$

4) Experimental results of k_{er} for porous alumina spheres of 5.0 mm diameter are larger by about 20% than the estimated values of k_{er} for glass spheres of the same size. This suggests that particle surface roughness has an influence on the liquid holdup and on k_{er} .

* Ohkawara Manuf. Co., Ltd.

** Daimaru Kogyo Co., Ltd.

*** Dept. of Chem. Eng., Yamaguchi Univ.

**** Aichi Inst. of Tech.