

論 文

UDC 546.72-31 : 622.341.1-188 : 669.046.464

脈動流れにおける単一球からの物質移動に関する
実験的研究*

近 江 宗 一**・碓 井 建 夫**

松 本 義 朗***・増 山 嘉 一****

Experimental Study of Mass Transfer from a Sphere in Pulsating Flow

Munekazu OHMI, Tateo USUI,

Yoshiro MATSUMOTO, and Yoshikazu MASUYAMA

Synopsis:

Mass transfer from a naphthalene sphere in a circular tube under steady and pulsating air flow at room temperature is investigated by measuring the loss in weight or the decrease in dimension of the body after a given time. Because of small mass-transfer rate, there is little difference between the results with and without the resistance due to the rate of gas flow. Under the pulsating flow, however, the resistance is taken into consideration, because air and $C_{10}H_8$ gas may be mixed enough. Comparison of these results with theoretical ones reported previously gives the following experimental expression:

$$Sh = 2 + [(0.58)^{1/4} + (0.38z^{0.4})^{1/4} Sc^{1/3} Re_p^{1/2}]$$

where $Sh = 2r_0 k_f / D$, $z = (a\omega / U_\infty)^{3/2} (a/r_0)^{1/2}$, $Sc = \nu / D$, $Re_p = 2r_0 U_\infty / \nu$ (a , amplitude; D , diffusivity; k_f , mass-transfer coefficient; r_0 , radius; U_∞ , free stream velocity; ν , kinematic viscosity; ω , angular frequency).

As $z=0$, this expression agrees with the experimental one for steady flow mass-transfer.

The experimental results of half sphere and local mass-transfer show that the acceleration effect of pulsating flow on the mass transfer is remarkable in the dead-water region of the sphere, where the mass transfer is small under steady flow.

1. 緒 言

酸化鉄ペレット単一試料の脈動還元反応¹⁾において、ガス境膜内物質移動係数 k_f を評価する目的で、前報²⁾では、定常、変動および脈動流れにおける円柱と球からの局所ならびに総括物質移動係数を理論的に解析した。そこで得られた結果は従来の実験あるいは理論解析の結果とある程度一致したが、種々の仮定のもとに導いたものである。定量的にはさらに実験を行なつて検討しておく必要がある。

そこで本報では、円管内におけるナフタリン球からの物質移動を常温における空気の定常流れおよび脈動流れのもとで測定し、前報²⁾の理論解析の結果と比較検討した。実験に際しては、総括物質移動係数の場合には球全

体をナフタリン被覆したもの（全球）と半分だけ被覆したもの（半球）とについて重量変化を測定し、局所物質移動係数の場合には全球の写真撮影により半径の変化を測定した。なお、管内および球のまわりの圧力、速度を測定し、流れの場の考察も試みた。

2. 実験装置と実験方法

実験装置の概要を Fig. 1 に示す。細い管路と太い管路の二とおりを用いたのは、管直径とナフタリン直径の比を大きく変化させることにより、球のまわりの流れの状態を大きく変えるためである。空気の流れは主に送風機を用いて管路に送つたが、一部空気ポンプも使用している。

* 昭和 47 年 10 月および 51 年 4 月本会講演大会にて発表
昭和 52 年 9 月 2 日受付 (Received Sep. 2, 1977)

** 大阪大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Osaka University, Yamadakami Suita 565)

*** 大阪大学工学部 (現：住友金属工業(株)) (Faculty of Engineering, Osaka University, Now Sumitomo Metal Industries, Ltd.)

**** 大阪大学工学部 (現：久保田鉄鋼(株)) (Faculty of Engineering, Osaka University, Now Kubota, Ltd.)

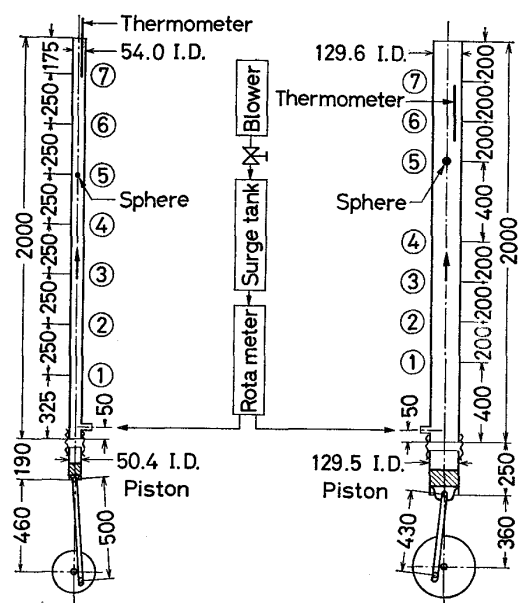


Fig. 1. The apparatus for mass-transfer measurements. Flow measurements were done at the stations No. 1~7; dimensions in mm.

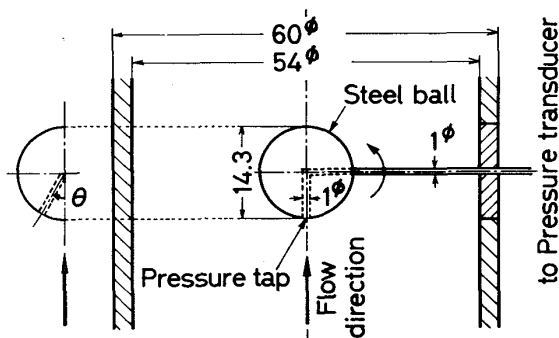


Fig. 2. The apparatus for pressure measurements on the sphere, settled at the measuring station No. 4.

2.1 圧力速度の測定

Fig. 1 の細い管路の測定断面④の位置に鋼球を Fig. 2 のように管中心に設置して、圧力、速度の測定を行なった。管内の圧力は断面①~⑦で、球面上の圧力は球を回転させ流れに対する各位置 θ で、ひずみゲージ型圧力変化器-動ひずみ計を用いて測定した。断面④を除く各位置で管中心の速度を、さらに⑥の位置で管横断面上速度分布を、熱線風速計を用いて測定した。なお熱線プローブには小型のもの(熱線太さ $5\mu\text{m}\phi$ 、長さ 1.3mm 、支柱先端太さ $0.2\text{mm}\phi$ 、長さ 6mm 、プローブ支柱本体の太さ $3\text{mm}\phi$)を使用してあり、実験方法、データの整理方法などは、球を設置しない管路での実験の場合とほぼ同じである[文献 3] 参照]。

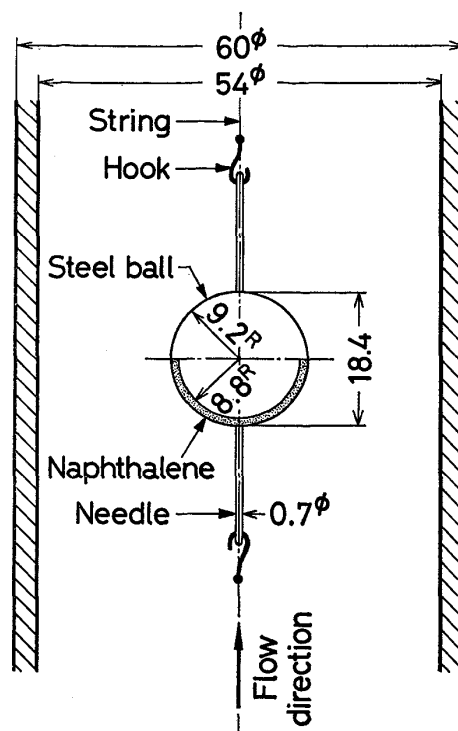


Fig. 3. Schematic view of the front half mass-transfer sphere settled at the station No. 5.

2.2 物質移動の測定

Fig. 1 中の両方の管路とも測定断面⑤の位置に試料球を設置した。細い管路に半球を設置した場合の明細は、Fig. 3 に示すとおりで、この図のように球のナフタリン被覆面が上流側に向いている場合を上半球、逆の場合を下半球、全面被覆した場合を全球と呼ぶことにする。試料球はすべて実験の直前と直後にひょう量して 0.1mg までの値を読み取る。通常は重量変化 ΔW が 10mg 前後に達するように実験時間 Δt を実験条件に応じて $1 \sim 4\text{h}$ 程度に設定してあるが、局所物質移動係数 $k_{f\theta}$ を求める場合には、これの $3 \sim 5$ 倍程度長くして重量変化を大きくすることにより、実験前後に撮影した写真から試料半径の変化 Δr を測定しやすくした。 $k_{f\theta}$ を求める実験では半径の減少率 $\Delta r/r_0$ は 3% 近くに達する場合もあるが、それ以外の実験では 1% 以下であるので、データの整理に際して試料球の直径 $2r_0$ としては一応実験前後の測定値の平均値を用いることにした。なおこの程度の重量変化では ΔW は Δt に比例する。

3. 実験結果と考察

3.1 圧力、速度の測定結果

3.1.1 定常流れの場合

細い管路の測定断面②, ③, ⑤, ⑥における速度分布

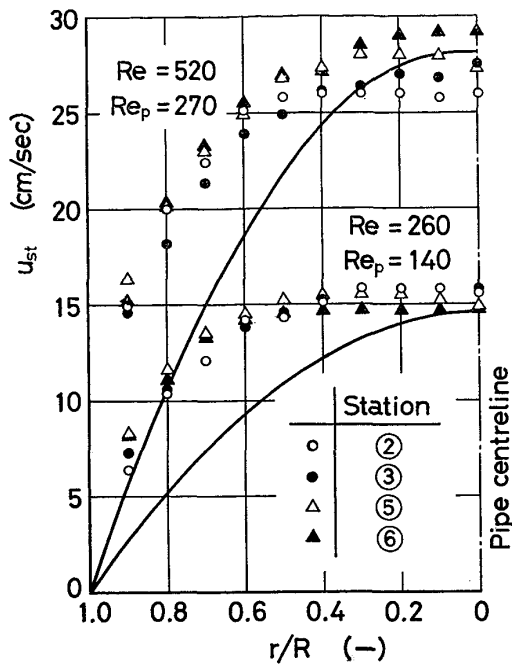


Fig. 4. Cross-sectional distribution of steady flow velocity u_{st} at 20°C. Steel ball of $r_0 = 0.715$ cm is settled at the measuring station No. 4 in the pipe of $R = 2.7$ cm. —, FARGIE and MARTIN⁴⁾ (at the station No. 4).

は Fig. 4 に示すとおりである。FARGIEら⁴⁾の解析結果から断面④の位置における速度分布を計算すると、 $Re = 520$ の場合にはまだ助走区間内にあるので放物線分布からわずかにずれるが、 $Re = 260$ の場合には流れは完全に発達していることになる。実測値が完全な放物線分布になっていないのは、球の上流側断面②、③では流れの発達がまだ不十分であり、下流側断面⑤、⑥では球の後流(wake)の影響を受けているためとも考えられるが、このような低流速では

- 1) 熱線の加熱により生ずる自然対流の影響
- 2) プローブその入による管横断面積の減少などの幾何学的影響
- 3) 熱線から管壁への熱移動の影響

など測定技術に起因する誤差も大きいものと思われる³⁾。したがって、ここでは一応球直前の管内速度分布はFARGIEらの解析結果に従うものと考えて³⁾、球に向かう速度 U_∞ を評価することにした。

3.1.2 脈動流れの場合

脈動周波数 $f = 2.1$ Hz, ピストン振幅 $A = 5.1$ cm, 流量 $V = 5$ l/min の場合の細い管路における実験結果を例にとつて示す。まず Fig. 5 に測定断面⑥における脈動速度分布を示す。一周を任意のある時刻を起点として 12 等分割した時刻 $\omega t/(\pi/6) = 0, 1, 2, \dots, 11$ に

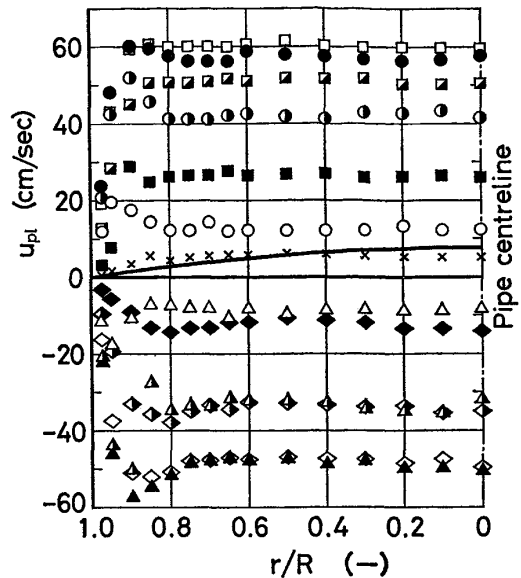


Fig. 5. Cross-sectional distribution of pulsating flow velocity u_{pl} at $f = 2.1$ Hz, $A = 5.1$ cm, $Re = 125$, $Re_p = 65$, and 26°C. —, Poiseuille flow velocity distribution. Experiment: $\times$, time averaged velocity; $\omega t/(\pi/6) = 0 \ 1 \ 2 \ 3 \ 4 \ 5 \ 6 \ 7 \ 8 \ 9 \ 10 \ 11$ $\circ \bullet \square \blacksquare \triangle \blacktriangle \diamond \blacklozenge$

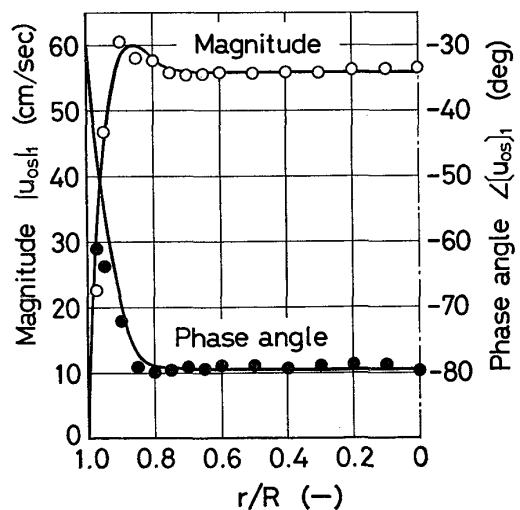


Fig. 6. Cross-sectional distribution of oscillating axial velocity u_{os} . Subscript 1 denotes the quantities concerned with the fundamental frequency. Experimental conditions are the same as in Fig. 5. —, calculated curves³⁾.

おける値を示してあるが、12点を平均した時間平均値はほぼポアズイユ分布を形成している。この 12 個の値を用いてフーリエ展開して求めた基本波の絶対値・位相分布³⁾を Fig. 6 に示す。ここで示した計算値は、球がない場合の円管内層流脈動流れの理論速度分布を管中央部で実測値と一致するように描いたもので³⁾、分布形状が

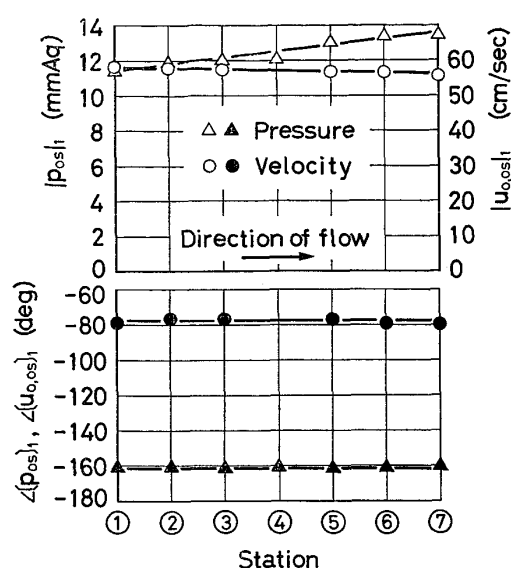


Fig. 7. Axial distributions of oscillating pressures p_{os} and oscillating velocities along the centreline of the pipe $u_{0,os}$. Experimental conditions as in Fig. 5.

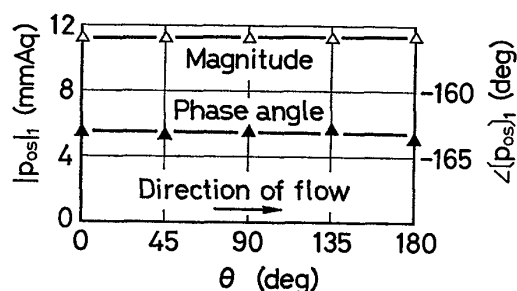


Fig. 8. Oscillating pressure distribution around the sphere. Experimental conditions as in Fig. 5.

よく一致していることがわかる。以下、位相分布図において、位相角そのものの値は解析の過程で現われた数字であつて、特に物理的意味をもたない。Fig. 7には管内の変動圧力、管中心変動速度の絶対値・位相分布を示した。両者は絶対値、位相ともにほぼ平坦な分布で、球がない場合のものと類似な変動であり、脈動は十分球に伝わっているものと思われる。さらに Fig. 8 に球面上の変動圧力の絶対値・位相分布を示す。球面上いたるところで平坦な分布をしており、その値は管内全体の圧力変動とほぼ一致している。なお流体の圧縮性を無視し、シリンダー半径を r_c とすると、ピストン変位 $x = A \sin \omega t$ から推定される管横断面平均の速度変動値は $\omega A(r_c/R)^2$ と表わされるが、ここに示した実験条件では 59 cm/s となり、Fig. 6, 7 の管中心部における測定結果とほぼ一致する。そこで管中心に設置した球からの物質移動の解析に際して、振幅 a として $a = A(r_c/R)^2$

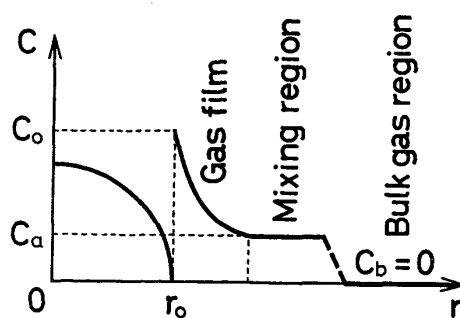


Fig. 9. Concentration distribution profile on the naphthalene sphere.

をとることとする。前報²⁾の理論解析では、定常流中に置いた球の振動振幅を a としていたが、変動速度の管横断面上分布が Fig. 6 に示すように平坦であることから、流体を近似的に非圧縮性とみなすと、ここで上記のように a を定義しても、球と流体の相対運動という点からは、物理的な意味はほぼ同じであると考えられる。なお $f = 6.4 \text{ Hz}$, $A = 3.0 \text{ cm}$, $V = 10 \text{ l/min}$ で球の直径 $2r_0 = 1.43, 2.4 \text{ cm}$ の二とおりについても測定を行ない、同様の結果を得ている。

3.2 物質移動の測定結果

3.2.1 実測値の整理方法

ガス境膜内拡散速度は

$$n_f = 4\pi r_0^2 k_f (C_0 - C_a) \quad (1)$$

と表わされるが、 $n = n_f$ だけ拡散すれば、Fig. 9 に示すように、試料周辺のナフタリン濃度 C_a は一般に

$$C_a = C_b + 3\kappa n / (50V) \quad (0 \leq \kappa \leq 1) \quad (2)$$

のように C_b より高くなるものと考えられる。ここで $\kappa = 1$ が収支抵抗⁵⁾⁶⁾を従来どおり考慮した場合、 $\kappa = 0$ が全く考慮しない場合で、通常 κ は両者の間の値を取ることとも予想される⁷⁾。混合のない無限に広い空間内で物質移動量もごくわずかであれば、収支抵抗を考慮する必要はないものと思われるが、本実験のような場合にはどうか。定常流れではほぼポアズイユ分布を形成していて、球周辺の空気-ナフタリン混合の程度は小さいものと思われるが、脈動流れではかなりの混合が行なわれているものと思われる。そこで $\kappa = 0$ と $\kappa = 1$ の二とおりでデータを整理して、比較検討した。

さて(1)、(2)式より総括物質移動速度はつぎのようになる。

$$n = 4\pi r_0^2 k_f^* (C_0 - C_b) \quad (3)$$

ここで、気体本体中のナフタリン濃度は零 ($C_b = 0$) であり、 k_f^* は次式で表わされる。

$$k_f^* = \{1/k_f + 6\pi\kappa r_0^2 / (25V)\}^{-1} \quad (4)$$

すなわち、重量変化の測定より得られた反応速度 $\Delta W/$

Δt (g/s) から算出される総括物質移動係数 k_f^* あるいは半径変化の測定より得られた単位面積当りの反応速度 $\rho_{C_{10H_8}} \Delta r / \Delta t$ [g/(cm²·s)] から算出される局所物質移動係数 $k_{f\theta}^*$ は、一般に収支抵抗 $6\pi r_0^2/(25V)$ をある程度含むものであると考えられる。そこで、次式

$$k_f^* = \frac{1}{4\pi r_0^2 C_0} \frac{\Delta W}{\Delta t}, \quad k_{f\theta}^* = \frac{\rho_{C_{10H_8}}}{C_0} \frac{\Delta r}{\Delta t} \quad \dots\dots (5)$$

で算出した値を(4)式など*に代入して k_f , $k_{f\theta}$ を求める必要がある。なお半球の場合には、上式は

$$k_{fj}^* = \frac{1}{2\pi r_0^2 C_0} \frac{\Delta W}{\Delta t} \quad (j = f, r) \quad \dots\dots (5a)$$

となり、また(4)式は

$$k_{fj}^* = \{1/k_{fj} + 3\pi\kappa r_0^2/(25V)\}^{-1} \quad \dots\dots (4a)$$

となるので、(5a)式により算出した k_{fj}^* 値を(4a)式に代入して k_{fj} の値を求める。

3.2.2 全球の場合の総括物質移動

実験範囲、用いた物性値などを Table 1 に示す。ただし、実験技術上の問題などから、表に示したすべての条件の組み合わせについて実験してはいない。たとえば、細い管路内に大きな球をつるした場合、高周波数では球の位置で波動の反射、乱れが生じて、脈動が十分に球に伝わらないので除外してある。空気-ナフタリン系の拡散係数は広く常用されている式⁸⁾から、球表面におけるナフタリン濃度 C_0 はナフタリンの飽和蒸気圧⁹⁾から計算している。また動粘性係数 ν には、ナフタリン濃度が低いことから空気に対する値を用いた。

(1) 定常流の場合

Fig. 10 に、定常流における物質移動の実験結果を、 $U_\infty = u_m$ とした場合と FARGIE ら⁴⁾の解析に基づいて計算した場合とについて、 $(Sh-2)$ 対 $(Sc^{1/3} Re_p^{1/2})$ でプロットして示した。前にも述べたとおり⁶⁾、物質移動係数 κ_f の無次元形 $Sh = 2r_0 k_f / D$ は一般に

$$Sh = 2 + B \cdot Sc^{1/3} Re_p^{1/2} \quad \dots\dots (6)$$

* 局所物質移動速度は

$$n_{f\theta} = k_{f\theta} (C_0 - C_a) \quad [g/(cm^2 \cdot s)] \quad \dots\dots (1a)$$

と表わされるので、球全体の物質移動速度は

$$n_f = \int_0^\pi 2\pi r_0^2 n_{f\theta} \sin \theta d\theta$$

$$= 4\pi r_0^2 (C_0 - C_a) \left[\frac{1}{2} \int_0^\pi k_{f\theta} \sin \theta d\theta \right] \quad \dots\dots (1b)$$

となる。そこで(1b)(2)式より(3)式が成立し、いま求めている $k_{f\theta}^*$ についてつぎの関係が得られる。

$$k_f^* = \frac{1}{2} \int_0^\pi k_{f\theta}^* \sin \theta d\theta$$

$$= \left\{ \left[\frac{1}{2} \int_0^\pi k_{f\theta} \sin \theta d\theta \right]^{-1} + \frac{6\pi\kappa r_0^2}{25V} \right\}^{-1} \quad \dots\dots (4b)$$

ところがこのような関係式から直接には $k_{f\theta}$ は求められないので、下記の近似式を用いて算出することにした。

$$k_{f\theta}^* = \{1/k_{f\theta} + 6\pi\kappa r_0^2/(25V)\}^{-1} \quad \dots\dots (4c)$$

なおこのような近似でも、収支抵抗の影響が比較的小さい場合には、あまり誤差はないものと思われる。

Table 1. Experimental conditions and physical properties.

R (cm)	2.7	6.48
f (Hz)	0.0714~20	0.313~8.0
A (cm)	0.15~6.2	0.98~7.0
V (l/min)	1.4~86	10.8~102
r ₀ (cm)	0.41~1.25	0.43~1.92
Re (-)	35~2 200	110~1 100
Re _p (-)	12.5~1 420	16.9~483

$$D = 0.0513(T/273)^2(760/p_a) \quad (cm^2/s)^{8)}$$

$$\log p_{C_{10H_8}} = 11.7797 - 3812.34/T - 0.02593 \log T \quad (mmHg)^{9)}$$

$$C_0 = p_{C_{10H_8}} M_{C_{10H_8}} / (RT) \quad (g/cm^3)$$

$$M_{C_{10H_8}} = 128.2 \quad (g/mol), \quad \rho_{C_{10H_8}} = 1.07 \quad (g/cm^3)$$

$$Sc^{1/3} \approx 1.365 \quad (-) \quad (15^\circ \sim 35^\circ C, \quad 750 \sim 770 mmHg)$$

where T, temperature (°K); p_a , atmospheric pressure (mmHg);

R, gas constant [cm³·mmHg/(mol·K)]

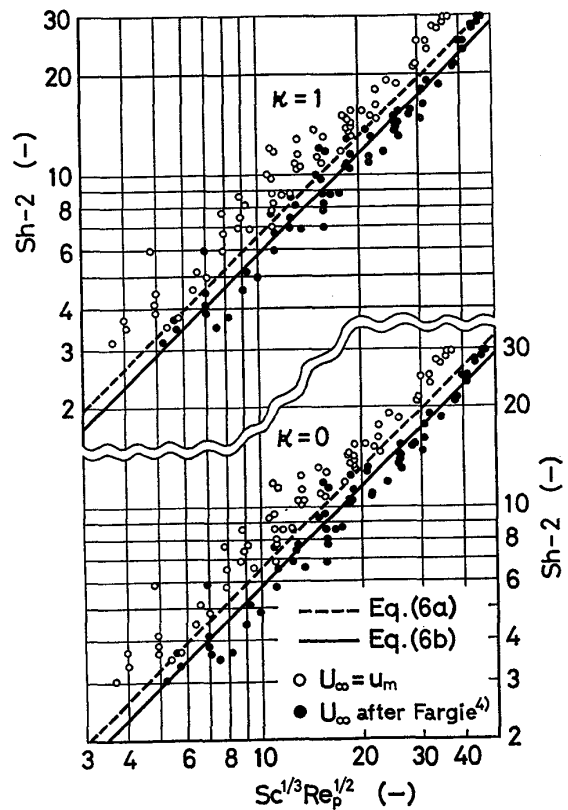


Fig. 10. Overall mass transfer under steady flow.

と表わされ、FRÖSSLING¹⁰⁾は $B = 0.552$, RANZ ら¹¹⁾は $B = 0.60$, 著者らは前報²⁾の理論解析で $B = 0.654$, すなわち次式

$$Sh = 2 + 0.654 Sc^{1/3} Re_p^{1/2} \quad \dots\dots (6a)$$

を示した。本実験では管内の流れはほぼポアズイユ分布を形成しているので、やはり U_∞ 値を FARGIE らの解析に基づいて計算して実測値を整理したほうが、上記の結果とも近い値が得られる。物質移動速度が比較的小さいため、 κ 値の影響は低流量側でわずかに見られるだけであるので、一応 κ 値に関係なくほぼ $B = 0.58$, すなわち

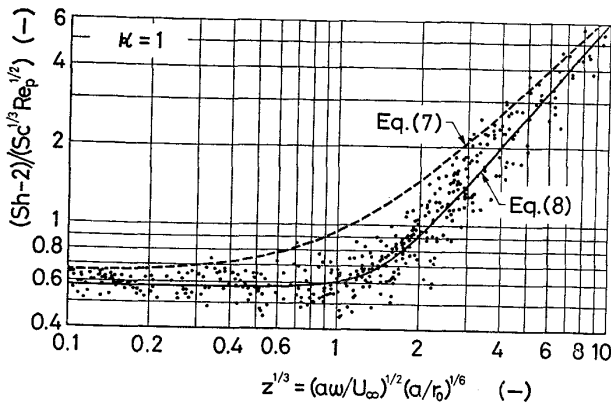


Fig. 11. Overall mass transfer under pulsating flow; $(Sh-2)/(Sc^{1/3}Re_p^{1/2})$ vs. $z^{1/3}$.

$$Sh = 2 + 0.58Sc^{1/3}Re_p^{1/2} \dots \dots \dots (6b)$$

ととればよいことがわかる。なおこの値は、あらかじめ脈動流れにおける物質移動の実験結果も参考にして定めてある (Fig. 11 参照)。

(2) 脈動流れの場合

Fig. 11 に脈動流れにおける実験結果を $\kappa=1$ として $(Sh-2)/(Sc^{1/3}Re_p^{1/2})$ 対 $z^{1/3} = (aw/U_{\infty})^{1/2}(a/r_0)^{1/6}$ でプロットして示した。このように Fig. 11 (あるいは Fig. 12) においては、 $\kappa=0$ としても 1 としても z (Fig. 12 では aw/U_{∞}) の小さな領域では差がなく、 z の大きな領域で差がわずかに見られる程度であることから、 κ に対して 0 と 1 の間の適当な値を探す⁷⁾ ほどの詳しい検討は必要がないものと思われる。しかもこの z の大きい領域は低流量・高周波数・大振幅の実験条件に対応し、球周辺の濃度場の混合は十分であると思われるので、 $\kappa=1$ としたほうが $\kappa=0$ とするよりは適当であると考えられる。そこで一応以後の解析も含めて $\kappa=1$ としておく。

さて Fig. 11 において実験値は全般に前報²⁾ の理論解析の結果

$$(Sh-2)/(Sc^{1/3}Re_p^{1/2}) = [(0.654)^l + (0.648z^{1/3})^l]^{1/l}, \quad l = 1.85 \dots \dots \dots (7)$$

よりも値が小さく分布の傾向も少し異なるが、ある程度のバラツキを許容すれば、このような変数 z で関係付けられることがわかる。そこで (7) 式の形にならつて、 z の小さい側では定常流れの場合の値 $(Sh-2)/(Sc^{1/3}Re_p^{1/2}) = B = 0.58$ に漸近し、 z の大きい側では変動支配域における直線関係 $(Sh-2)/(Sc^{1/3}Re_p^{1/2}) = 0.38z^{0.4}$ を予想しこれに漸近するように実験式を作成すると、次式が得られる。

$$(Sh-2)/(Sc^{1/3}Re_p^{1/2}) = [(0.58)^m + (0.38z^{0.4})^m]^{1/m}, \quad m = 4 \dots \dots (8)$$

なお定常流中で球を振動させた場合の北浦ら¹²⁾ の半理論的実験式

$$Sh = [(2 + 0.55Sc^{1/3}Re_p^{1/2})^3 + (0.375z^{1/3}Sc^{1/3}Re_p^{1/2})^3]^{1/3} \dots \dots \dots (9)$$

は前にも述べたとおり²⁾ 流体が静止している時の値 $Sh=2$ の取り扱い方が違うため、Fig. 11 (あるいは Fig. 12) 中にそのままでは描いて比較できないが、この点を除けば前報理論による (7) 式あるいは本実験による (8) 式と比較的によく似た式の形になつている。

つぎに Fig. 12 に同じ実験結果を $(Sh-2)/(Sc^{1/3}Re_p^{1/2})$ 対 $(aw/U_{\infty})^{1/2}$ でプロットして示してみた。すなわち、振動支配域における関数関係は北浦ら¹²⁾ 原ら¹³⁾ の報告や前報²⁾ の理論解析では $(Sh-2)/(Sc^{1/3}Re_p^{1/2}) \propto z^{1/3} = (aw/U_{\infty})^{1/2}(a/r_0)^{1/6}$ となるが、NOORDSIJ ら¹⁴⁾、MORI ら¹⁵⁾ の報告からは $(Sh-2)/(Sc^{1/3}Re_p^{1/2}) \propto (aw/U_{\infty})^{1/2}$ となるので、このようなプロットについても調べてみることにした。まず (8) 式の場合と同様の手順で実験式を作成すると、次式

$$(Sh-2)/(Sc^{1/3}Re_p^{1/2}) = \{(0.58)^4 + [0.5(aw/U_{\infty})^{0.6}]^4\}^{1/4} \dots \dots \dots (10)$$

が得られる。Fig. 12 のデータのバラツキを Fig. 11 の場合と比べると、横座標 $[z^{1/3}$ と $(aw/U_{\infty})^{1/2}]$ の値の小さな領域ではあまり変りがなく、大きな領域でかなりまとまりがよいが、中央部ではバラツキがより大きい。前にも述べたが²⁾、理論的には変数 $z^{1/3}$ は変数 $(aw/U_{\infty})^{1/2}$ と比べて、無次元振幅の項 $(a/r_0)^{1/6}$ だけ厳密な形になつていると考えられる (Appendix 参照) ので、実験的にはより広い振幅、粒子径の範囲で検討しなければわからないが、一応 (8) 式のほうを採用することにする。

なお脈動流れの物質移動促進機構としては、微小振幅における球のまわりの二次流れを考えたものと、大振幅における逆方向流れを考えたものとがある。前者の機構

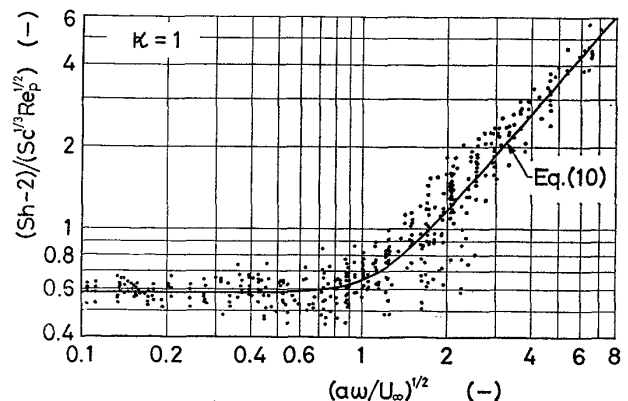


Fig. 12. Overall mass transfer under pulsating flow; $(Sh-2)/(Sc^{1/3}Re_p^{1/2})$ vs. $(aw/U_{\infty})^{1/2}$.

を仮定したものが JAMESON¹⁶⁾ や前報²⁾の理論解析で、Fig. 11 のデータ整理法がこれに対応し、後者の考えによるものが MORI ら¹⁵⁾の解析で Fig. 12 の整理法と対応する。そのほか数値計算によつて円柱まわりの流れ場と熱伝達とをかなり厳密に解析した小保方ら¹⁷⁾の報告では、一周期の加速時に円柱に付着していた双子うずが離脱して下流へ流れ去り、円柱背後に新しい双子うずが成長するが、減速時には逆流が生じ、円柱前方にも新たに双子うずが生ずることを示している。したがつて、流れの条件によつて、あるいは一周期中の時刻によつて、種々の物質移動促進機構が考えられることになり、Fig. 11, 12の結果とも考え合わせると、単純な単一の促進機構だ

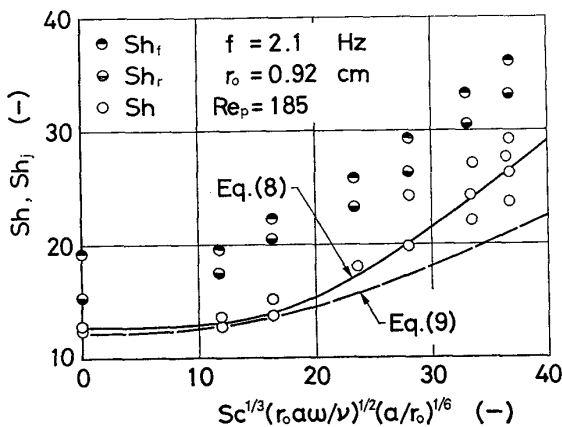


Fig. 13. Comparison of mass transfer between the front-half (Sh_f), the rear-half (Sh_r), and the whole naphthalene-coated spheres (Sh).

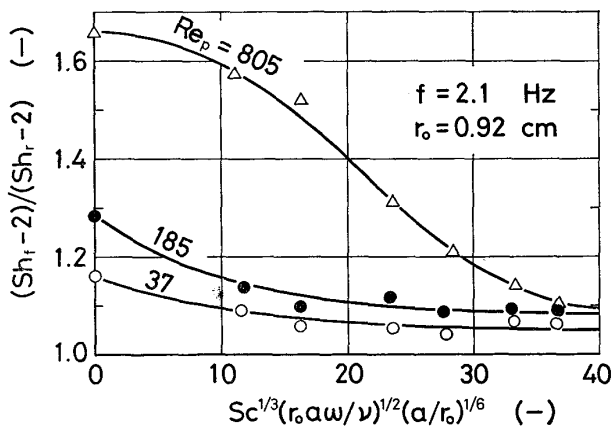


Fig. 14. The ratio $(Sh_f - 2)/(Sh_r - 2)$ as a function of $Sc^{1/3}(r_0 a \omega / \nu)^{1/2}(a/r_0)^{1/6}$.

けが作用しているとは考えられない。

3.2.3 上半球と下半球の比較

Fig. 13 に上半球、下半球、全球の場合のシャーウッド数 Sh_f , Sh_r , Sh を $Sc^{1/3}(r_0 a \omega / \nu)^{1/2}(a/r_0)^{1/6}$ に対してプロットした。前にも述べたとおり、振動支配域にお

ける関数関係が北浦ら¹²⁾、原ら¹³⁾の報告や前報²⁾の理論解析では $(Sh - 2) \propto Sc^{1/3}(r_0 a \omega / \nu)^{1/2}(a/r_0)^{1/6}$ であつたことと、Fig. 13 では直接北浦ら¹²⁾の式と比較できることから、このような横座標でプロットしてあり、したがつて縦座標軸上には定常流れにおける実測値がプロットされることになる。まず全球の場合の結果について北浦らの式(9)と比較すると、脈動周波数・振幅の大きな領域で著者らの実測値あるいは実験式(8)よりも小さな値を与えることがわかる。つぎに半球の場合については、実験技術上どうしても少し段ができるので、そのためか $(Sh_f + Sh_r)/2 > Sh$ となつているが一応上半球と下半球の物質移動を比較すると、 $Sh_f > Sh_r$ となつている。しかも $(Sh_f - Sh_r)/Sh_r$ という値を考えると、脈動振幅(周波数)が大きくなるほど、この値は小さくなつてゆく傾向があることから、脈動が強くなるほど球の裏側の物質移動の差が小さくなつていくものと思われる。

この点をさらに詳しく見るために、Fig. 14 では $(Sh_f - 2)/(Sh_r - 2)$ を $Sc^{1/3}(r_0 a \omega / \nu)^{1/2}(a/r_0)^{1/6}$ に対してプロットした。定常流れでは Re_p 数が大きくなるほど球の裏側の死水域の影響が相対的に大きくなるため、 $(Sh_f - 2)/(Sh_r - 2)$ 値が大きくなるが、脈動振幅(周波数)が

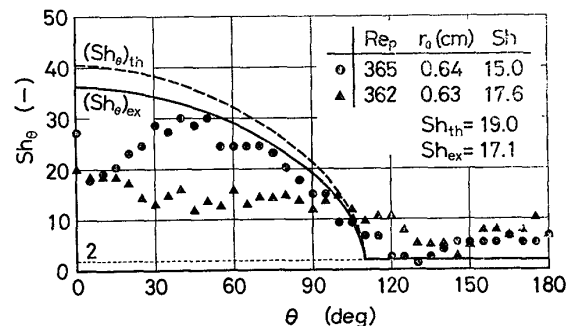


Fig. 15. Local mass-transfer distribution around the sphere in steady flow.

大きくなると球の裏側の物質移動も促進されるため、 $(Sh_f - 2)/(Sh_r - 2)$ 値は1に近づくということがよくわかる。

3.2.4 局所物質移動分布

定常流れと脈動流れにおける局所シャーウッド数 Sh_θ の球面上の分布を Fig. 15, 16 に示す。測定値として、実験の前後に球を管軸と一致する軸のまわりに回転して所定の4方向から写真撮影し、各 θ 値ごとに四つの半径減少率 $\Delta r/r_0$ の平均値を求めた。かなりバラツキは大きい、一応破線で示した理論曲線²⁾と比較すると、 $0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ 付近では支持用の針などの影響でデータが特に乱れているが、全般的には傾向は似ている。これらの実験条件における実測 Sh 数(重量変化の測定から求めた

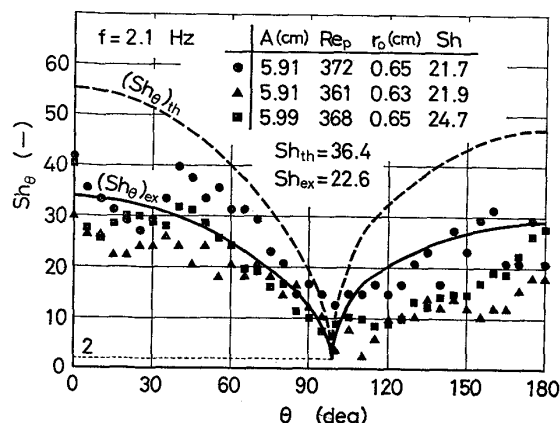


Fig. 16. Local mass-transfer distribution around the sphere in pulsating flow.

値), 理論式(6a), (7)による値 Sh_{th} , 実験式(6b), (8)による値 Sh_{ex} はそれぞれの図中に示したとおりである. 両図中に実線で示した計算値 $(Sh_\theta)_{ex}$ は次式

$$(Sh_\theta)_{ex} = 2 + [(Sh_\theta)_{th} - 2](Sh_{ex} - 2) / (Sh_{th} - 2)$$

から計算したもので, このように実験式から得られる値 Sh_{ex} を使つて局所分布の理論値 $(Sh_\theta)_{th}$ を補正すると, 実測値にかなり近い値が得られる. 前報²⁾の理論解析あるいは半球の場合の実験結果とも考え合わせると, けつきよく脈動流れの効果は, 定常流れの場合にはあまり物質移動の行なわれない裏側の死水域において顕著であることがわかる.

4. 結 論

(1) 円管内に設置した球の前方の速度分布は, 本実験の条件では, ほぼ FARGIE ら⁴⁾の助走区間における解析結果に一致するので, これに基づいて U_∞ 値を評価した. また脈動流れの場合, 圧力, 速度の測定結果は円管内に球がない場合の結果³⁾と類似しており, これらの変動は管内でほぼ一定値をとることなどから, 脈動は十分球に伝わっているものと考えて脈動振幅を評価した.

(2) 定常流れにおける物質移動では, 本実験の場合, 収支抵抗を考慮してもしなくても結果にほとんど差がない. 実験式として, 従来の結果や前報の理論解析の結果とあまり差のない(6b)式を得た.

(3) 脈動流れの場合には, 収支抵抗を考慮すると, 低流量・高周波数・大振幅側で, 考慮しない場合よりもわずかに物質移動係数は大きくなっていくが, このような条件の脈動流れでは球周辺の濃度場の混合は十分であると思われるので, 収支抵抗は考慮することにした. この結果を, $(Sh-2)/(Sc^{1/3}Re_p^{1/2})$ 対 $z^{1/3}$ のプロットで, 前報²⁾の理論解析の結果と比較すると, 物質移動係数は少し小さく, しかも理論曲線と傾向が少し違っている.

そこで理論曲線の関数関係になぞらえて実験式として(8)式を得た. なおこの式は $z=0$ の時, 定常流の場合の式(6b)に一致することになる.

(4) 半球による実験結果から, 上半球(上流側)の物質移動のほうが下半球(下流側)よりも大きい, 定常流の場合よりも脈動流の場合のほうがその差は小さく, しかも脈動周波数・振幅が大きいほど, 球の裏側(下半球)の物質移動がより促進されるため, 裏表の差がなくなっていくことがわかった.

(5) 写真撮影による局所物質移動分布の測定から, 定常流・脈動流の場合とも, 前報²⁾の理論解析の結果と定性的にほぼ一致する分布を得た.

したがって, 微小振動, $Sc \ll 1$ などの仮定のもとに導いた前報の理論解析の結果は定常流・脈動流の場合とも, 定性的な傾向はある程度よく表わしているが, 定量的な値の評価には, 本実験の範囲程度の条件では, ここに示した実験式を用いればよい.

おわりに, 鋼球を供与いただいたNTN東洋ベアリング株式会社に対して謝意を表明し, また本研究に協力した柳井良夫技官(現在, 大阪市立淡路中学校), 石神逸男(現在, 大阪府立工業技術研究所), 西村伸郎(現在, シャープ株式会社), 関 晴至(現在, 丸紅株式会社)の四氏に感謝のこたえを述べておく.

Appendix

変動支配域におけるパラメータ間の関係を次元解析により検討する. 単一球からの物質移動はの場合つぎの6個のパラメータ k_f , ω , a , r_0 , D , ν によつて支配される. 基本単位はいま長さ・時間の二つであるから, 繰返し変数に r_0 と D をとると, つぎの4つの無次元項 $\Pi_1 = r_0 k_f / D = Sh/2$, $\Pi_2 = \nu / D = Sc$, $\Pi_3 = a / r_0$, $\Pi_4 = r_0^2 \omega / D$ が関数関係にあることになる. すなわち,

$$Sh = f(Sc, a/r_0, r_0^2 \omega / D) \dots\dots\dots (A1)$$

と表わせるわけであるが, いま次式

$$Sh = \text{const.} \times Sc^l (a/r_0)^m (r_0^2 \omega / D)^n \dots\dots\dots (A2)$$

のように仮定すると

$$Sh = \text{const.} \times Sc^{l+n} (a/r_0)^{m-n} (r_0 a \omega / \nu)^n \dots\dots\dots (A3)$$

とも表わして, 前報²⁾の理論解析で得た関係式と同じ項から構成されることになる. したがって(A1)式あるいは(A3)式から, 変動支配域では無次元振幅 a/r_0 は考慮すべきパラメータの一つになっていることがわかる.

記 号

A : ピストン振幅 (cm)

a : 脈動振幅 (cm)

C_a, C_b, C_o : 試料周辺, 気体本体中および球表面のナフタリン濃度 (g/cm^3)

D : 空気-ナフタリン系の拡散係数 (cm^2/s)

f : 脈動周波数 (Hz)

k_f : 全球の総括物質移動係数 (ガス境膜内物質移動係数とも呼ぶ) (cm/s)

k_{fj} : 半球の物質移動係数 (cm/s)

$k_{f\theta}$: 局所物質移動係数 (cm/s)

n : 総括物質移動速度 (g/s)

n_f : ガス境膜内拡散速度 (g/s)

p : 圧力 (mmAq, mmHg)

R : 管半径 (cm)

Re : 管基準のレイノルズ数 $\equiv 2Ru_m/\nu$ (—)

Re_p : 球基準のレイノルズ数 $\equiv 2r_0U_\infty/\nu$ (—)

r : 管路における半径方向座標 (cm)

r_0 : 球半径 (cm)

Sc : シュミット数 $\equiv \nu/D$ (—)

Sh : 全球の総括シャーウッド数 $\equiv 2r_0k_f/D$ (—)

Sh_j : 半球の総括シャーウッド数 $\equiv 2r_0k_{fj}/D$ (—)

Sh_θ : 局所シャーウッド数 $\equiv 2r_0k_{f\theta}/D$ (—)

t : 時間 (s)

U_∞ : 球に向かう速度 (cm/s)

u : 管軸方向速度 (cm/s)

u_m : 管横断面平均速度 (cm/s)

V : 流量 (l/min)

$z = (a\omega/U_\infty)^{3/2}(a/r_0)^{1/2}$ (—)

θ : 球の前岐点から測った角度 (rad, deg)

κ : 収支抵抗の寄与の程度を表わす分率 (—)

ν : 空気の動粘性係数 (cm²/s)

$\rho_{C_{10}H_8}$: 被覆ナフタリン密度 (g/cm³)

ω : 角周波数 $= 2\pi f$ (rad/s)

添字ほか

$j=f, r$: 上半球および下半球における量を表わす.

*: 分率 κ だけ収支抵抗を含んでいると考えた量を表わす.

文 献

- 1) 近江宗一, 碓井建夫: 鉄と鋼, 59 (1973) 14, p. 1902
- 2) 近江宗一, 碓井建夫: 鉄と鋼, 63 (1977) 10, p. 1633
- 3) 近江宗一, 碓井建夫, 布川道夫, 平崎修一: 日本機械学会論文集, 41 (1975) 347, p. 2043
- 4) D. FARGIE and B. W. MARTIN: Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. A, 321 (1971) 1547, p. 461
- 5) H. W. St. CLAIR: Trans. Met. Soc. AIME, 233 (1965) 6, p. 1145
- 6) 近江宗一, 碓井建夫: 鉄と鋼, 59 (1973) 14, p. 1888
- 7) 近江宗一, 碓井建夫, 内藤誠章, 貝田忠彦: 鉄と鋼, 63 (1977) 11, S 450
- 8) 佐藤一雄: 物性定数推算法, (1965), p. 129 [丸善]
- 9) J. S. G. THOMAS: J. Soc. Chem. Indust., 35 (1916) 9, p. 506
- 10) N. FRÖSLING: Gerlands Beitr. Geophysik, 52 (1938), p. 170
- 11) W. E. RANZ and W. R. MARSHALL: Chem. Eng. Prog., 48 (1952) 3, p. 141; 48 (1952) 4, p. 173
- 12) 北浦嘉之, 田中久弥, 上田義一, 小島紀夫: 化学工学, 33 (1969) 2, p. 175
- 13) 原 弘, 島田浩次, 遠藤一夫: 化学工学, 35 (1971) 5, p. 597
- 14) P. NOORDSIJ and J. W. ROTTE: Chem. Eng. Sci., 22 (1967) 11, p. 1475
- 15) Y. MORI, M. IMABAYASHI, K. HIJIKATA, and Y. YOSHIDA: Int. J. Heat Mass Transfer, 12 (1969) 5, p. 571
- 16) G. J. JAMESON: Chem. Eng. Sci., 19(1964) 10, p. 793
- 17) 小保方富夫, 岡島 厚, 谷田好通: 日本機械学会講演論文集, No. 760-5 (1976), p. 163