む す び

この方法はつぎの諸点ですすめることができる。

1. 試料が少量でよいこと。
2. 迅速なこと。
3. 容易なこと。
4. 特別な装置を必要とせぬこと。

したがって、気液平衡がすでに実測されている場合でも無限希釈溶液における活量係数を求めて希薄溶液にお

ける活量係数を検討してみることも大切である。その上、このようにして得られた実測値が集積すれば、まがきでも述べたように純成分のみからの予知を可能とする道を開く。

〔付 記〕 迅速法試行実験の一部に協力していただいた塚本彰男(現岩手県立大船渡工業高校)、吉野孝雄(現函館有斗高校)両君に厚く感謝する。

Nomenclature

A, B : values of $\log \gamma_1$ at $x_1=0$ and $\log \gamma_2$ at $x_2=0$ [—]
 a : activity [—]
 k : Boltzman constant [cal/°K]
 p^0 : vapor pressure of pure component [mmHg]
 S : defined by Eq. 4
 T : absolute temperature [°K]
 T' : (dt/dx) or $(dt/\Delta x)$
 t : boiling point [°C]

V : molar volume [cc]
 w : excess configurational energy/contact [cal]
 x : mole fraction of lower boiling point component [—]
 γ : activity coefficient [—]

Subscript

1, 2: component
 1, 0: $x=1$, $x=0$

Literature cited

- 1) Black, C.: *Ind. Eng. Chem.*, **50**, 403 (1958)
- 2) Carlson, H. C. and Colburn, A. P.: *Ind. Eng. Chem.*, **34**, 581 (1942)
- 3) Ellis, S. R. M. and Garbett, R. D.: *Ind. Eng. Chem.*, **52**, 385 (1960)
- 4) Hiranuma, M. and Kugo, M.: *Chem. Eng., Japan*, **30**, 311 (1966)
- 5) Hofstee, T., Kwantes, A. and Rijnders, G. W. A.: 'International Symposium on Distillation', p.105 (1960)
- 6) 'Kagaku Benran': Maruzen (1958)
- 7) 'Kagaku Kōgaku Benran': Maruzen (1963)
- 8) Redlich, O. and Kister, A. T.: *Ind. Eng. Chem.*, **40**, 341 (1948)
- 9) Siwoloboff, A.: *Ber.*, **19**, 795 (1886)
- 10) Wilson, G. M.: *J. Am. Chem. Soc.*, **86**, 127 (1964)
- 11) Yorizane, M. and Sadamoto, S.: Symposium for Chemical Engineering, p.138 (1963)

物 質 移 動 係 数 の 検 討*

—平板上のガス層流境界層について—

若 尾 法 昭**・藤 代 繁**

横浜国立大学工学部 化学工学科

緒 言

異相界面での物質移動に関し、境界説によれば物質移動係数が非拡散成分の分圧 p_{Bm} に逆比例することになる。しかし、ガス吸収や蒸発について従来発表された実験結果のなかには、 $k_f \propto p_{Bm}^{-1}$ ではないものも多いよう

である。Westkaemper ら¹⁵⁾ が有機溶剤を用いて行なった蒸発実験 ($p_{Bm}/P=0.29\sim0.81$) では k_f と p_{Bm} との関係をはっきり結論するに至っていない。最近、桐米ら¹³⁾ は k_f と p_{Bm} との関係を検討するために、液滴からの精度の高い蒸発実験を行なったが、物質移動係数が p_{Bm}^{-1} に比例しないという結果を得ている。

界面で物質の移動があれば、一般には、界面上で垂直方向の速度成分が生じ、これが物質移動係数になんらかの影響を与えると予想されよう。一方拡散を伴う平板上層流境界層の数値解は、すでに、Mickley ら¹¹⁾ により得

* <Discussions on Mass Transfer Coefficient —for Gas Laminar Boundary Layer along Flat Plate—>
 Received on December 2, 1965

** Noriaki Wakao, Shigeru Fujishiro (Dept. of Chem. Eng., Yokohama National Univ., Yokohama)

られているが、著者らはこれをモル数変化の任意の場合に拡張し、物質移動係数に対する p_{Bm} および変化モル数の影響を考察した。また、理論との比較の一例として、平板から空気流（層流境界層）への有機溶剤の蒸発実験を行ない、物質移動係数に対する p_{Bm} の影響について検討を行なった。

1. 理論的検討

1.1 基礎式

広い流れ（ガス A, B）の中におかれた平板に沿う層流流れ（Fig. 1 参照）において、流体中の成分 A が平板面に達して表面反応（たとえば触媒面上の接触反応）が行なわれ、生成した成分 B が流体中に戻る定常状態を考える。平板上での反応は次式とする。

平板上の層流境界層についての基礎式は、連続の式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

運動方程式

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (3)$$

物質移動の式

$$u \frac{\partial C_A}{\partial x} + v \frac{\partial C_A}{\partial y} = D_v \frac{\partial^2 C_A}{\partial y^2} \quad (4)$$

境界条件

$$\left. \begin{aligned} y=0; & u=0, v=v_s, C_A=C_{As} \\ y=\infty; & u=U, C_A=C_{Ao} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ここで、 C_{As} , C_{Ao} は平板上および主流中での成分 A の濃度、 U は主流の速度、 v_s は平板上垂直（ y ）方向の速度、 D_v は A, B 2 成分系の分子拡散係数である。なお、上式での仮定は、① 等温系、② 境界層内の流体の密度および粘度を一定としたことであり、以下の取り扱いではさらにつぎの仮定を設ける。③ C_{As} は x 方向に一定、④ ガス A, B とも理想気体の法則に従う。

平板上単位面積あたりの成分 A, B の拡散速度をそれぞれ N_A , N_B とすれば

$$N_A = \left[-D_v \frac{\partial C_A}{\partial y} + \omega_A (N_A + N_B) \right]_{y=0} \quad (6)$$

一方、化学量論より

$$N_B/N_A = -\delta \quad (7)$$

(7) 式を用いれば (6) 式はつぎのように書ける。

$$N_A = - \left. D_v \frac{\partial C_A}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (6')$$

平板上の垂直方向の速度成分は

$$v_s = \frac{RT}{P} (N_A + N_B) \quad (8)$$

$$(6'), (7) \text{ 式より } = -D_v \frac{(1-\delta) \frac{\partial \omega_A}{\partial y}}{1-(1-\delta)\omega_A} \bigg|_{y=0} \quad (8')$$

一方、物質移動係数 k_f の定義より

$$N_A = k_f (C_{As} - C_{Ao}) \quad (9)$$

また、境界膜説に基づき、 Sh 数は次式で与えられるとする。

$$Sh \equiv \left(\frac{k_f L}{D_v} \right) \left(\frac{p_{Bm}}{P} \right) \quad (10)$$

$$\frac{p_{Bm}}{P} \equiv \frac{(1-\delta)(p_{Ao} - p_{As})/P}{\ln \frac{P - (1-\delta)p_{As}}{P - (1-\delta)p_{Ao}}} \quad (11)$$

ここで、 L は平板の x 方向の長さ。

よって (2)~(5), (8') 式を解いて $[\partial C_A / \partial y]_{y=0}$ を求めれば、 Sh 数の値を知ることができる。なお、以上の式で $\delta=0$ としたものは、一方拡散、すなわち、蒸発やガス吸収に相当する。

1.2 基礎式の数値解

流れ関数 ψ を用いれば

$$\psi \equiv UL(2\xi/Re)^{1/2} f(\eta) \quad (12)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} \eta &\equiv (Re/2\xi)^{1/2} (y/L), & \xi &\equiv x/L \\ Re &\equiv UL/\nu \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

また、境界層内の濃度分布は η の関数で表わせるとすれば、

$$g(\eta) = \frac{C_{As} - C_A}{C_{As} - C_{Ao}} \quad (14)$$

基礎式はつぎのように無次元化される。すなわち、(2),

(3) 式より

$$f''' + ff'' = 0 \quad (15)$$

(2), (4) 式より

$$g'' + Scfg' = 0 \quad (16)$$

境界条件は、(5), (8') 式より

$$\left. \begin{aligned} f(0) &= - \left(\frac{\phi}{Sc} \right) g'(0) \\ f'(0) &= 0 & f'(\infty) &= 1 \\ g(0) &= 0 & g(\infty) &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} Sc &\equiv \nu/D_v \\ \phi &\equiv \frac{(1-\delta)(\omega_{As} - \omega_{Ao})}{1-(1-\delta)\omega_{As}} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

(10) 式で定義される Sh 数は (6'), (9) 式より

$$Sh = \left[\frac{\sqrt{2} g'(0)}{1-(1-\delta)(p_{As}/P)} \right] \left(\frac{p_{Bm}}{P} \right) Re^{1/2} \quad (19)$$

Fig. 1 Laminar boundary layer along flat plate

さて、Mickley ら¹¹⁾ は $\delta=0$ の場合について (15)~(17) 式を厳密に数値計算している。また、Eckert⁵⁾ は $\delta=0$ について境界層内の流速分布、濃度分布を y の 3 次式で近似し、(2)~(5) 式に対する解を得ている。一方、Merk¹⁰⁾ は $f(\eta)$, $g(\eta)$ を多項式で近似し、摂動法による近似計算を行なった。これによると

$$g'(0) = \chi \text{func}(Sc) \quad (20)$$

$$\text{func}(Sc) \equiv 0.479 Sc^{1/3} (1 - 0.0222 Sc^{-1} + 0.0033 Sc^{-2} + \dots) \quad (21)$$

また、 χ に対する Sc 数の影響はわずかであり、 $Sc=0.6 \sim 2$ では

$$\chi \approx \frac{1}{1 + 0.724 \phi} \quad (22)$$

と表わせば、厳密解¹¹⁾ との誤差は $-0.5 \leq \phi \leq 1.5$ で約 3% としている ($-0.8 \leq \phi \leq 5$ では誤差約 10%)。

(21) 式は $Sc > 0.6$ で最大 2% の誤差を許せば、つぎのように簡単化される。

Fig. 2 Theoretical relationship between $Sh/Sc^{1/3}Re^{1/2}$ and driving force $(p_{A0}-p_{As})/P$, for $p_{A0}/P=0.5$

Fig. 3 Theoretical Sh curves for evaporation

$\text{func}(Sc) = 0.469 Sc^{1/3} \quad (21')$
これらの近似により、(19) 式はつぎのように書けよう。

$$Sh = \frac{0.664}{(1 + 0.724 \phi) [1 - (1 - \delta)(p_{As}/P)]} \times \left(\frac{p_{Bm}}{P} \right) Sc^{1/3} Re^{1/2} \quad (23)$$

$\delta=1$ (等モル相互拡散) の場合には

$$Sh_1 = 0.664 Sc^{1/3} Re^{1/2} \quad (24)$$

(ここに、 Sh_1 は $\delta=1$ に対する Sh 数を意味する) となり、Pohlhausen¹²⁾ が熱伝達について導いた式に相似である。かくして、 Sh 数は $Sc^{1/3}Re^{1/2}$ に比例するほか、 δ , p_{As}/P , p_{A0}/P の関数であることがわかる。一例として $p_{A0}/P=0.5$ の場合について、 $Sh/Sc^{1/3}Re^{1/2}$ と $\Delta p_A/P = (p_{A0}-p_{As})/P$ を種々の δ について示したのが Fig. 2 である(蒸発の場合には Δp_A は負)。図からわかるようにガス吸収および表面反応 $\delta=0 \sim 1$ では Sh は (24) 式による値より大きい。一方、 $\delta > 1$ では Sh は (24) 式より小さく、 $\Delta p_A/P$ の影響は顕著である。このように $\delta > 1$ の表面反応および蒸発で Sh が減少するのは、平板上で発生する流れによって境界層が厚くなるためである。逆に、 $\delta < 1$ の表面反応やガス吸収では平板に向う流れにより境界層が薄くなり、 Sh が大きくなるものと考えられる。

つぎに、蒸発について、 Sh と p_{Bm} との関係をみたのが Fig. 3 である。本図より $Sh \propto (p_{Bm}/P)^c$ のようにして、ベキ数 c を決定しようとするれば、実験条件で c はどのような値にもなり得ると推論される。ただし、濃度推進力が小さい域 ($(p_{A0}-p_{As})/P < 0.05$ では $p_{Bm}/P=0.2 \sim 1$ の広い範囲) では、 Sh はもはや p_{Bm} に依存せず、(24) 式にほとんど一致している。

ガス吸収について、同様な関係をみたのが Fig. 4 である。 Sh と p_{Bm} とのベキ数関係は蒸発と同様、実験条件に依存するが、一定の濃度推進力で行なった実験であれば Sh はほとんど p_{Bm} に関係しないことになる。

Fig. 4 Theoretical Sh curves for absorption

しかし、 $\delta=2$ (表面反応 $A \rightarrow 2B$) の場合には Fig. 5 に示すように、 Sh の p_{Bm} に対する依存は少ない。濃度推進力 $(p_{A0}-p_{As})/P=0 \sim 0.3$ では Sh は (24) 式の値より数% 低くなるのみである。

蒸発やガス吸収について行なわれた従来の多くの実験は濃度推進力が小さな範囲であり、Fig. 3, 4 からわかるように Sh は p_{Bm} にほとんど関係しない。換言すれば、濃度推進力が小さな範囲では (10) 式は Sh 数の定義として適当であるといえる。しかし、濃度推進力が大きい場合には、 Sh は p_{Bm} を含んでいるにもかかわらず、依然として p_{Bm}/P または $\Delta p_A/P$ に依存するのである。一方理論的な (23) 式に基づけば、ガス系では Sh 数の定義として次式を用いる方がより一般的な整理法であることが示唆されよう。

$$Sh^* \equiv \left(\frac{k_f L}{D_e} \right) \left(\frac{p_f}{P} \right) \quad (25)$$

$$\frac{p_f}{P} \equiv 1 - (1 - \delta) \left(\frac{p_{A0} - 0.276 \Delta p_A}{P} \right) \quad (26)$$

ここで、

$$\Delta p_A \equiv p_{A0} - p_{As}$$

よって、

$$Sh^* = 0.664 Sc^{1/3} Re^{1/2} \quad (27)$$

(26) 式の p_f と (11) 式の数平均分圧 p_{Bm} とを比較してみると、吸収および $\delta < 1$ の表面反応では $p_f < p_{Bm}$ 、蒸発および $\delta > 1$ の表面反応では $p_f > p_{Bm}$ である。この p_f の値は一方拡散 (吸収、蒸発) では、 p_{Bm} よりも有効境界膜内で多少外端よりでの成分 B の分圧ということになる。

2. 蒸 発 実 験

2.1 実験装置および方法

実験装置の概要を Fig. 6 (a) に示す。空気はシリカゲル充填層を通り、脱湿されて風洞に送られる。風洞は幅 14.5cm、高さ 7cm の矩形断面のダクトである。蒸

発皿は Fig. 6 (b) に示すようなボートであり、蒸発は微細な細孔をもつ多孔質の板面から行なわれる。蒸発速度は恒率乾燥区間において、ボート全体の重量減少の測定から求められる。有機溶剤を含ませた多孔板のみからの蒸発では、恒率乾燥区間が短かすぎることがわかった。このため、多孔板の下に溶剤溜を設け、ここに溶剤と脱脂綿を入れておく。脱脂綿の毛管現象により溶剤が多孔板に補給され、恒率乾燥区間を十分に長く (10 分以上に) することができた。なお、実際の測定は、あらかじめ恒率乾燥区間にあることを確かめておいた上で、その内の数分間での重量減少を測るのである。また、蒸発皿が風洞外にある短い時間も測定し、あらかじめ求めておいた室内での蒸発速度により補正し、風洞内での真の蒸発速度を求める。この補正は全体の蒸発速度のおよそ 1~2% であった。蒸発面の温度は多孔板面上の下落側で 0.1mm 径の銅-コンスタンタン熱電対をわずかにうめ込んで測定した。また、空気流の温度はダクトの出口近くにおいた温度計で測った。実験条件は Table 1 に示すようである。

2.2 実験結果と考察

実験結果および計算値を Table 2 に記す。Fig. 3 に示すように $Sh/Sc^{1/3}Re^{1/2}$ は p_{Bm}/P のみでなく、 $\Delta p_A/P$ の関数でもあるが、まず一応、既往の多くの研究と同様に

$$Sh = a Sc^{1/3} Re^b (p_{Bm}/P)^c \quad (28)$$

で表わされるとしてみる。 $Sh/Sc^{1/3}$ と Re との関係は Fig. 7 に示すように、各場合とも $Sh \propto Re^{1/2}$ が認められた。つぎに、 p_{Bm}/P の影響をみたのが Fig. 8 である (実験範囲では (26) 式の $p_f/P=0.91 \sim 0.97$ であり狭い範囲なので (26) 式による整理は行なわなかった)。従来の平板^{2,8,14,15)} や濡壁塔^{1,3,7)} での蒸発実験は、主に

Fig. 5 Theoretical Sh curves for surface reaction, $A \rightarrow 2B$

(a) Experimental apparatus

(b) Evaporation pan

Fig. 6

Table 1 Experimental conditions

evaporation area: 13.5 cm², L=5.6 cm

	mean surface temperature t_s [°C]	mean air temperature t_g [°C]	Re^a	Sc^a	$\frac{p_{A_s}-p_{A_0}}{P}$	$\frac{p_{B_m}}{P}$	ϕ
C ₈ H ₁₈ -air	7	23	1323~4385	1.88	0.326	0.826	0.484
(CH ₃) ₂ CO-air	11.5	23	1375~4286	1.58	0.159	0.918	0.189
CCl ₄ -air	17.5	23	1348~4200	2.05	0.105	0.947	0.117

a) calculated at mean temperature in the film: $(t_s+t_g)/2$. The values of diffusivity D_v were calculated by Fujita's equation⁶.b) no liquid vapor in an air stream: $p_{A_0}=0$. The values of p_{A_s} were taken from reference (4).

Table 2 Summary of experimental data and calculated results for evaporation of organic liquids into air streams

(a) *n*-Pentane

Run No.	U [m/sec]	t_s [°C]	t_g [°C]	evaporation rate [g/sec]	p_{A_s} [mmHg]	$(p_{A_s}-p_{A_0})/P$ [—]	p_{B_m}/P [—]	Re	Sh
1	0.345	7.5	22.0	5.79×10^{-3}	253	0.333	0.822	1323	24.5
2	0.345	7.5	22.0	5.92	253	0.333	0.822	1323	25.0
3	0.345	7.5	22.0	5.87	253	0.333	0.822	1323	24.8
4	0.675	7.0	23.0	8.08	248	0.326	0.826	2589	35.0
5	0.675	7.0	23.0	7.84	248	0.326	0.826	2589	33.9
6	0.675	7.0	23.0	7.80	248	0.326	0.826	2589	33.8
7	0.900	6.5	24.0	8.90	243	0.320	0.830	3452	39.2
8	1.143	6.0	24.0	9.90	238	0.313	0.834	4385	44.9
9	1.143	6.0	24.0	10.02	238	0.313	0.834	4385	45.5
10	1.143	6.0	24.0	9.70	238	0.313	0.834	4385	44.0
11	1.143	6.0	24.0	9.78	238	0.313	0.834	4385	44.4

In calculations of Re and Sh , physical properties (ν , D_v) are used at the mean temperature= $(t_g+t_s)/2=15^\circ\text{C}$
 $\nu=0.146$ [cm²/sec], $D_v=0.0775$ [cm²/sec]

(b) Acetone

1	0.361	12.0	22.0	2.48×10^{-3}	124	0.163	0.916	1375	24.9
2	0.361	12.0	22.0	2.45	124	0.163	0.916	1375	24.6
3	0.581	12.0	23.0	3.15	124	0.163	0.916	2214	31.7
4	0.581	12.0	23.0	3.14	124	0.163	0.916	2214	31.6
5	0.581	12.0	23.0	3.10	124	0.163	0.916	2214	31.2
6	0.818	11.5	24.0	3.63	121	0.159	0.918	3117	37.4
7	0.818	11.5	24.0	3.55	121	0.159	0.918	3117	36.6
8	1.125	11.0	24.0	4.13	118	0.155	0.920	4286	43.7
9	1.125	11.0	24.0	4.06	118	0.155	0.920	4286	43.0

mean temperature= 17°C , $\nu=0.147$ [cm²/sec], $D_v=0.0933$ [cm²/sec]

(c) Carbon tetrachloride

1	0.361	17.5	23.0	3.58×10^{-3}	80	0.105	0.947	1348	28.3
2	0.361	17.5	23.0	3.69	80	0.105	0.947	1348	29.2
3	0.581	17.5	23.0	4.66	80	0.105	0.947	2169	36.9
4	0.581	17.5	23.0	4.60	80	0.105	0.947	2169	36.4
5	0.818	17.5	23.0	5.42	80	0.105	0.947	3054	42.9
6	1.125	17.0	23.0	6.22	77	0.101	0.949	4200	51.3
7	1.125	17.0	23.0	6.08	77	0.101	0.949	4200	50.1

mean temperature= 20°C , $\nu=0.150$ [cm²/sec], $D_v=0.0733$ [cm²/sec]

乱流域であるが、 $c=0\sim 1/3$ の範囲と報告したものが多く、これと比較すると本実験の c の値はかなり大きいことになる。Fig. 8の曲線はFig. 3と同じ理論線であり、本実験のように $p_{A_0}=0$ すなわち、 $-dp_A=p_{A_s}$ では理論値は図中の鎖線で表わされることになる。事実、この鎖線は大きな傾斜である。また、従来の多くの実験は $|dp_A|$

$|P|$ が小さな範囲で行なわれたものであり、報告されている p_{B_m}/P の小さなべき数も了解できるのである。なお、実験結果はいずれも理論値より小さい(最大約10%)。本実験範囲では $\phi=0.1\sim 0.5$ であり、(22)式の適用範囲に十分入っているので問題ないが、理論との差は、蒸発面の温度と空気主流温度の間に差があること

Fig. 7 Plot of evaporation data

Fig. 8 Experimental dependency of Sh on p_{Bm}/P and comparison with the theoretical curves

と、物性値を一定としていることに原因する誤差、および界面抵抗⁹⁾の存在によるのかもしれない。本研究では、蒸発面では溶剤は飽和蒸気圧にあるとし、界面での抵抗はないとしたが、物質移動流速が大きな場合の界面抵抗や境界層内の物性の問題については今後の研究が必要である。

結 言

- 1) ガス吸収および $\delta < 1$ なる表面反応では、 Sh は

等モル相互拡散の場合の値 Sh_1 より大きく、蒸発および $\delta > 1$ なる表面反応では、 Sh は Sh_1 より小さくなる。ただし、普通の反応条件では Sh_1 からの偏倚はわずかであろう。また、蒸発、ガス吸収ともに、濃度推進力が小さな場合は、 Sh は p_{Bm} に無関係であるが、推進力が大きくなると、 Sh に対する p_{Bm} の影響は顕著になる。

2) 濃度推進力が小さな場合には Sh 数は (10) 式で定義されたものでいいが、濃度推進力が大きな場合をも含めると、ガス系の Sh 数の定義としては (25) 式の方が一般性がある。

Nomenclature

C : concentration	[g-mole/cm ³]
D_v : gas diffusivity	[cm ² /sec]
$f(\eta)$: reduced stream function	[—]
$g(\eta)$: function defined by Eq.(14)	[—]
h_f : mass transfer coefficient	[cm/sec]
L : total length of plate	[cm]
N : mass transfer rate per unit area	[g-mole/cm ² ·sec]
P : total pressure	[atm]
p : partial pressure	[atm]
$\Delta p_A = p_{A0} - p_{As}$, driving force for species A	[atm]
p_{Bm} : film pressure factor defined by Eq.(11)	[atm]
Sc : Schmidt number	[—]
Sh : Sherwood number defined by Eq.(10)	[—]
Sh^* : Sherwood number defined by Eq.(25)	[—]
Re : Reynolds number	[—]
t_f : temperature of fluid	[°C]
t_m : mean temperature of boundary layer	[°C]
t_s : temperature of plate surface	[°C]
U : velocity of main fluid flow	[cm/sec]
u : velocity component parallel to plate	

v : velocity component normal to plate	[cm/sec]
x : coordinate parallel to plate	[cm]
y : coordinate normal to plate	[cm]

Greek letters

δ : moles of B produced per mole of A reacted	[—]
ν : kinematic viscosity of fluid	[cm ² /sec]
ξ : dimensionless coordinate in y direction	[—]
ϕ : parameter defined by Eq.(18)	[—]
χ : function defined by Eq.(22)	[—]
ψ : stream function	[—]
ω : mole fraction	[—]

Subscripts

A : species A
B : species B
o : main fluid flow
s : plate surface

Literature cited

- 1) Barnet, W. I. and K. A. Kobe: *Ind. Eng. Chem.*, **33**, 436 (1941)
- 2) Boelter, L. M. K., H. S. Gordon and J. R. Griffin: *ibid.*, **38**, 596 (1946)
- 3) Cairns, R. C. and G. H. Roper: *Chem. Eng. Sci.*, **3**, 97 (1954)
- 4) Chem. Soc. of Japan: "Kagaku Benran," Maruzen Publ., Tokyo, 1958
- 5) Eckert, E. R. G.: *Z. angew. Math. Mech.*, **1**, 115 (1921)
- 6) Fujita, S.: *Chem. Eng. (Japan)*, **28**, 251 (1964)
- 7) Gilliland, E. R. and T. K. Sherwood: *Ind. Eng. Chem.*, **26**, 516 (1934)
- 8) Hinchley, J. W. and G. W. Himus: *Trans. Inst. Chem. Eng. (London)*, **2**, 57 (1924)
- 9) Menderson, H. and S. Yerasunis: *A. I. Ch. E. J.*, **11**, 834 (1965)
- 10) Merk, H. J.: *Appl. Sci. Res.*, **A8**, 237 (1959)
- 11) Mickley, H. S., R. C. Ross and A. L. Squyers: *NACA, Tech. Note*, 3208 (1954)
- 12) Pohlhausen, E.: *Z. angew. Math. Mech.*, **1**, 115 (1921)
- 13) Toei, R., M. Ozaki, K. Kubota and N. Sato: *Chem. Eng. (Japan)*, **30**, 43 (1966)
- 14) Wade, S. H.: *Trans. Inst. Chem. Eng. (London)*, **20**, 1 (1942)
- 15) Westkaemper, L. E. and R. R. White: *A. I. Ch. E. J.*, **3**, 69 (1957)

低圧すべり流領域における円管内の物質移動*

宗 像 健**・永 末 宏 幸**
戸 井 興 一**

九州大学工学部

1. 緒 言

円管内を流れる低圧気体と管内壁との間の熱または物質の移動は、トラップなどの設計に直接関係があるほかに、より複雑な形状を対象として真空下の輸送現象を取り扱うための前段階としても究明さるべきであろう。著者ら¹⁾はすでに粘性流領域における若干の知見を報告したが、本報ではすべり流領域における解析と、解析による予測を確かめようとして行なった実験の結果とを報告する。

従来、管内の低圧気流と管壁との間の熱移動については、すべり概念に基づいて Sparrow と Lin¹¹⁾ が若干解析を行なっているが、物理的な実状を把握しようという態度ではなく、解析としても不十分である。

一方運動量の移動に起因する管内圧力損失については

Fig. 1 Illustrative diagram

* <Mass Transfer in Tube within Slip Flow Region at Low Pressure>

Received on September 10, 1965

** Tsuyoshi Munakata, Hiroyuki Nagasue, Kōichi Doi (Faculty of Engineering, Kyushu University, Fukuoka)

すでに多くの研究があるが、なお問題は残されている。すなわち粘性流領域の Poiseuille の式および分子流領域の Knudsen-Smoluchowski の式は、それぞれ流体力学および分子運動論に基づいて導かれ、ともに実験値とよく一致するが、中間の領域では現象の複雑さのために、実験結果によく一致する理論式は未だ導かれておらず、Knudsen の実験式が最も信頼されている。最近、すべり概念による式をもとにして、これに分子的挙動の影響を組み合わせ、中間領域の圧力損失の実験結果を説明しようという試みがいくつかあり^{7,10,14)}、中間領域の解析手法に1つの示唆を与えている。

すべり概念は、その理論的根拠は薄弱であるが、この概念から導かれる式は中間領域の相当広い範囲(粘性流領域寄り)において実験結果とかなりよく一致する。このことは、管内の圧力損失に限らず平板や球からの熱移動に関しても確かめられている⁹⁾。さらにすべり概念による式において低圧の極限をとれば、往々にして分子流の式に酷似した結果が得られることも認められている。

これらのことから、中間領域における、管内の物質移動を論ずる際にも、まずすべり概念の適用から出発して妥当であると思われる。

2. すべり概念に基づく解析

Fig. 1 は解析を行なう系の説明図である。全圧 p の気体は円管内を x の正方向へ流れる。 $x \leq 0$ では拡散成

無限希釈溶液における活量係数の迅速測定法(平沼充安・橋場正男・久郷昌夫, 化学工学, 30, 613~616 (1966)) Redlich-Kister の式, および Siwoloboff⁹⁾ の沸点測定法を基礎として無限希釈溶液における活量係数の迅速測定法を確立した。この方法で得られた 2 成分定数および筆者らの式を用いて溶液における液相成分の活量を計算することが出来る。

物質移動係数の検討——平板上のガス層境界層について——(若尾法昭・藤代 繁, 化学工学, 30, 616~622 (1966)) 平板上で表面反応 $A \rightarrow \delta B$ が行なわれるとき(ガス吸収, 蒸発を含める), 物質移動係数に対する ρ_{Bm} および δ の影響を検討した。境界説に基づいた Sh の定義, $Sh \equiv (k/L/D_0)(\rho_{Bm}/P)$ はガス吸収や $\delta=1$ なる表面反応では等モル相互拡散での値より大きく, 逆に蒸発や $\delta \neq 1$ では小さい。 Sh は濃度推進力が小さい場合は ρ_{Bm} に無関係であるが, 推進力が大きくなると ρ_{Bm} のみならず推進力にも依存する。また, 平板面から空気流(層流境界層)への有機溶剤の蒸発実験を行ない, 理論との比較を行った。

低圧すべり流領域における円管内の物質移動(宗像 健・永上 弘幸・戸井 興一, 化学工学, 30, 622~629 (1966)) 円管内を流れる低圧気体と管壁との間の物質移動について, すべり説を適用して解析を行なった。

この結果, 蒸発係数が 1 にくらべて相当に小さい場合に限り, 重大な圧力損失なしにすべりの影響が現われることが予測された。物質としては, 蒸発係数が 1 に近いナフタレンと, 蒸発係数が 0.01 のヨウ素をえらび実験を行ない, 予備を裏付ける結果を得た。すなわち物質移動の界面抵抗に相当するものは, ナフタレンに対しては認められなかったが, ヨウ素の場合には認められた。これは, ヨウ素の場合蒸発係数が小さいことと, 低圧において平均自由行程が長くなることが重なり合ってすべり係数が大きくなったためである。

ウィーピングを伴う蒸留塔の段効率(畠山 脩, 化学工学, 30, 629~636 (1966)) ウィーピングを伴う蒸留塔の段効率を考えるには, 棚段上の液またはガスの混合の他に, ウィーピングによる棚段間の混合の影響をも考慮する必要がある。著者はこの点に関して理論的な考察を行ない, 段効率を点効率, ベクレー数, ウィーピング率の函数として与える解析解を求めた。次に種々の場合について数値計算を行ない, これらの変数と段効率との関係を明らかにし, ウィーピングを伴う場合の段効率の推算を可能ならしめた。

充填塔の蒸留における高さと速流比の相関について(山田幾徳・遠坂 登・杉正日出澄・岩田隆逸, 化学工学, 30, 636~639 (1966)) 最近, 高松と遠坂は充填塔による蒸留において, 移動単位数と関係づけられるパラメータ $f(z), f(\bar{z})$ の関数的性質が段塔の $n, s-1$ に対応していることを指摘した。本稿では, $F(z)$ と R との相関で, $(F(z)-F(z)_m)(F(z)+2a)^{-1}$ vs. $(R-R_m)(R+1)^{-1}$ が Gilliland の相関と一致することから $f(z), f(\bar{z})$ は $n, s-1$ に完全に対応することを認めた。系および分離の条件を与えて多成分系蒸留への応用に関して § 3 に示した。

山形十字格子棚段流動乾燥装置(森泉国男・笠羽俊毅・松浦正一・新良貴啓三, 化学工学, 30, 640~643 (1966)) 直径 600 ミリメートルの塔を用いた流動乾燥装置において, 砂を材料として, 山形十字格子棚段と多孔板棚段との性能比較試験を行ない, この新しい型の棚段が多孔板棚段にしろことなく実用でき, また格子棚段の開口部投影面積を開口面積とする孔通過流速と流体通過の圧力損失との関係は, 多孔板のそれと極めてよく近似することがわかった。

多孔板上の液体混合(宮内照勝・今井 弘・久保国道, 化学工学, 30, 643~650 (1966)) 多孔板上の液体混合特性をトレーサー定常法を用いて測定し, 2 次元拡散モデルを用いた場合の新しい理論解を求めて, 液流れ方向およびガス流れ方向の液体混合拡散係数を決定した。そして操作条件との関連を求めた。

触媒形状の相異による有効係数論(笠岡成光・阪田祐作, 化学工学, 30, 650~656 (1966)) 全外部拡散表面を有するリング, 円柱, 中空球, さらに, 断面と内面, 断面と外面シールの各リングに対して, 1 次反応における等温有効係数の解析解を求め, Aris の形状相関の適用性を検討した。解析値と相関値を詳細に求めた。そして, 断面シールの平板あるいは球基準の相関値が, あるいは両相関値の平均が, 解析値とよく近似する場合もあり, また相関が全く成り立たないような場合のあることが確かめられた。

気固系流動接触反応装置内の流体の滞留時間分布特性と化学反応, 小林晴夫・荒井 傑・伊沢信雄・宮 孝之, 化学工学, 30, 656~662 (1966)) 8 cmφ の流動層によりオゾンの接触分解反応を測定した結果について, 同一流動条件下の滞留時間分布特性の結果を用いて解析し, 両者を共に合理的に説明する二相モデルを決定した。また, これらの結果より, 気泡相内粒子割当として cloud, wake 等も考慮すべきこと, および, 流動層の接触効率が層高によってあまり変化しないのは, 二相間ガス交換係数と気泡内粒子分布割合の効果が互に相殺するためであることを示した。

円筒型撹拌による炭素材料撹和時の伝熱について(竹内 雅, 化学工学, 30, 663~667 (1966)) 円筒型撹和機により炭素材料の撹和を行ない, 境界伝熱係数 h_i と動力 P について研究した。 h_i は撹和時間, 1 バッチの量, 撹拌翼形状, 回転数 (n) および円筒内径 (D) で変化した。撹拌翼の形状に関しては極型がすき型より優れている。撹和機容積に対する供給原料の容積比が同じで 極型撹拌翼を用いたときの h_i は $h_i = KD^{0.6}n^{0.8}$ で表わされた。これは液やスラリーにおける強制対流伝熱の場合と一致する。撹和物単位重量当たりの正味の動力消費量はほぼ同一であった。

気液固流動層における亜硫酸カルシウムの酸化(坂根康有・山田 登, 化学工学, 30, 667~668 (1966)) 気液固流動層で亜硫酸カルシウムを吹きこみ空気により酸化する場合, 空気流速 0.5~5 cm/sec, 亜硫酸カルシウム 30, 60, 90 g, 流量 600 ml, 温度 55℃ で実験した結果, 亜硫酸カルシウムの消費速度は, 空気吹きこみ速度の小さいとき酸液溶解過程により, 大きいとき亜硫酸カルシウムの溶解過程によりそれぞれ支配されることを知った。