一定壁熱流束円管内における非ニュートン流体層流熱伝達*

三 石 信 雄**・宮 武 修***

九州大学工学部 化学機械工学科**

緒 言

一定壁熱流束の円管内を完全に発達した層流で流れる流体への熱伝達の解析解は、ニュートン流体について Siegel ら¹⁾によって与えられた。

さらにこの解析は非ニュートン流体について行なわれ、岐美ら²⁾の指数法則模型、Schechter ら³⁾の Bingham 模型、Schenk ら⁴⁾の Eyring 模型および著者ら⁵⁾の Ellis 模型流体についての結果が報告された。

しかしこれらの解析は物性定数一定を仮定しており、温度変化が小さくて物性の变化が無視しうる場合に適用されるべき解析解である。

そこでさらに発展させて物性の温度依存性を考慮する必要があり、これに関して水科ら⁶⁾の研究がある。

著者らはすでにニュートン流体について、一定壁熱の場合における Pigford⁶⁾の解析法にもとづき、一定壁熱流束円管内の熱伝達に関する解析解を得て実測値とともに提出したが⁴⁾、今度は非ニュートン流体について解析を行ない実測値を得たので報告する。

1. 理 論

円管内を流れる流体の運動方程式は次式を用いる。

$$(1/r)\partial(r\tau_{rz})/\partial r + \partial P/\partial z - \rho g_z = 0 \quad (1)$$

流体模型として次式の指数法則模型を用いる。

$$\tau_{rz} = \eta(-\partial v/\partial r) \quad (2)$$

指数 s は一定とし、粘度 η の温度依存式としてつぎのようにおく。

$$\eta = \eta_0 / \{1 + b(T - T_0)\} \quad (3)$$

壁面における速度勾配を α とすると壁近傍の速度分布は r の一次関数として次式であらわされる。

$$v = \alpha(R - r) \quad (4)$$

物性定数一定の場合、指数法則流体の速度分布は

$$v = \{(s+3)/(s+1)\} \bar{v} (1 - \xi^{s+1}) \quad (5)$$

* <Heat Transfer of Non-Newtonian Laminar Flow in Tubes with Constant Wall Heat Flux>
Received on March 29, 1968
化学工学協会大阪大会 (昭和 41.7) にて一部発表

** Nobuo Mitsuishi (Dept. of Chem. Eng., Faculty of Eng., Kyushu University, Fukuoka, Japan)

*** Osamu Miyatake (Research Institute of Industrial Science, Kyushu University, Fukuoka, Japan)

ここで

$$\xi = r/R \quad (6)$$

Eq. (5) から導びかれる α の値を α_{iso} とすると

$$\alpha_{iso} = \bar{v}(s+3)/R \quad (7)$$

そこで γ を

$$\gamma = \alpha/\alpha_{iso} = \alpha/\{\bar{v}(s+3)/R\} \quad (8)$$

のように定義し Eq. (8) を Eq. (4) に代入すると

$$v = \{\bar{v}\gamma(s+3)/R\}(R-r) \quad (9)$$

壁と流体界面における流れが熱伝達速度を支配するという仮定のもとに Gz_{loc} が大きい場合には Eq. (9) をエネルギー方程式に代入すると無次元温度分布式

$$\theta(\xi) = \frac{T - T_0}{q_w R/k} = -\frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{9\pi}{Gz_{loc}\gamma(s+3)}} \left[\frac{e^{-\chi_s^2}}{\Gamma(2/3)} - \chi_s \left\{ 1 - \frac{\Gamma(2/3, \chi_s^2)}{\Gamma(2/3)} \right\} \right] \quad (10)$$

が得られる。ここで

$$\chi_s = (1-\xi)/\sqrt{9\pi/\{Gz_{loc}\gamma(s+3)\}} \quad (11)$$

この温度分布は $\gamma=1$ に対する Bird の解¹⁾における Gz_{loc} を $Gz_{loc}\gamma$ で置き換えたものと同じ式である。

しかし、 $\gamma=1$ の場合、 Gz_{loc} が小さくなると Eq. (10) は固有値および固有関数を含む無限級数からなる厳密解^{1, 3)}から偏奇してくる。

そこで Gz_{loc} の小さい場合に対してはその解における Gz_{loc} を $Gz_{loc}\gamma$ で置き換えると****

$$\theta(\xi) = -\left[\frac{2\pi}{Gz_{loc}\gamma} + \frac{1}{2} \left(\frac{s+3}{s+1} \right) \right] \left\{ \xi^2 - \frac{4}{(s+3)^2} \xi^{s+3} - \frac{(s+1)(s^2+8s+19)}{2(s+3)^2(s+5)} \right\} - \sum_{i=1}^{\infty} B_i e^{-C_i \xi^2} \frac{\pi(s+1)}{\sigma_{z_{loc}\gamma(s+3)}} E_i(\xi) \quad (12)$$

固有値 C_i および B_i についての著者らの計算結果³⁾を Table 1 の第 1 列および第 2 列に示した。

Eq. (2) および Eq. (3) を Eq. (1) に代入し積分すると

$$-\frac{\partial v}{\partial r} = \frac{1}{\eta_0} \{1 + s\theta(\xi)\} \left\{ -\left(\frac{\partial P}{\partial z} - \rho g_z \right) \frac{R\xi}{2} \right\}^s \quad (13)$$

ここで

**** Gz_{loc} が大きい場合は r のいかにかわらず Eq. (10) と Eq. (12) は一致しなければならず、したがって Eq. (12) においても Eq. (10) の場合と同様な置き換えを行なわなければならない。また、 Gz_{loc} が小さくなると、すなわち流体温度が上昇すると物性の温度依存性が速度分布におよぼす影響は次第に小さくなり、 $r=1$ に近づくのでこの置き換えは重要な意味をもたなくなるので一応このように置き換えを考えた。

$$\varepsilon = bq_w R/k \quad (14)$$

Eq. (13) をさらに積分すると速度分布式が得られ

$$v = \int_{\xi}^1 \frac{1}{\eta_0} \{1 + \varepsilon \theta(\xi)\} \left\{ - \left(\frac{\partial P}{\partial z} - \rho g_z \right) \frac{R\xi}{2} \right\}^s R d\xi \quad (15)$$

そこで平均流速は積分の順序を変更することにより

$$\bar{v} = \frac{R^{s+1}}{2^s \eta_0 (s+3)} \left\{ - \left(\frac{\partial P}{\partial z} - \rho g_z \right) \right\}^s (1 + \varepsilon I_s) \quad (16)$$

で与えられる。ここで

$$I_s = (s+3) \int_0^1 \xi^{s+2} \theta(\xi) d\xi \quad (17)$$

Eq. (13) で $\xi=1$ とおくと α が次のように求まる。

$$\alpha = \frac{1}{\eta_0} \left(\frac{R}{2} \right)^s \left\{ - \left(\frac{\partial P}{\partial z} - \rho g_z \right) \right\}^s \{1 + \varepsilon \theta(1)\} \quad (18)$$

Eq. (16) および Eq. (18) を Eq. (8) に代入すると

$$\gamma = \{1 + \varepsilon \theta(1)\} / \{1 + \varepsilon I_s\} \quad (19)$$

$\theta(1)$ および I_s を $Gz_{loc} \gamma$ の関数として Fig. 1 に示した。(Appendix 参照)

$\theta(1)$ および I_s は $Gz_{loc} \gamma$ の複雑な関数であるので Eq. (19) から γ を陽に示す式は導けない。そこでまず Eq. (19) より γ vs. $Gz_{loc} \gamma$ の関係を求め、しかる後に γ vs. Gz_{loc} の関係を求めた。結果を Fig. 2 に示した。

局所 Nusselt 数は局所 Graetz 数が大きい場合には $T_s = T_0$ とみなして Eq. (10) より

$$Nu_{loc} = 2\Gamma \left(\frac{2}{3} \right) \left(\frac{s+3}{9\pi} \right)^{1/3} (Gz_{loc} \gamma)^{1/3} \quad (20)$$

物性変化を考慮しない場合上式は次式となる。

$$Nu_{loc} = 2\Gamma \left(\frac{2}{3} \right) \left(\frac{s+3}{9\pi} \right)^{1/3} Gz_{loc}^{1/3} \quad (21)$$

しかしこの式は局所 Graetz 数が小さくなると固有値、固有関数から算出される、厳密な局所 Nusselt 数から偏倚してくる。そこで、厳密な Nusselt 数と Eq. (21) の Nusselt 数の比を F とすると、 F vs. Gz_{loc} の結果は Fig. 3 に示すようになる。

この F を修正係数として物性変化を考慮した場合にも用いることができると仮定すれば局所 Nusselt 数は

$$Nu_{loc} = 2\Gamma \left(\frac{2}{3} \right) \left(\frac{s+3}{9\pi} \right)^{1/3} F (Gz_{loc} \gamma)^{1/3} \quad (22)$$

温度分布 Eq. (10) は管軸に沿って γ を一定として求めた結果であり、したがって局所 Nusselt 数もその条件において導びかれたものである。

実際には γ は管軸方向に変化するので Eq. (22) 中の γ には平均値を代入しなければならない。 γ の平均値を解析的に解くことは困難であるので伝熱管入口から局所

Table 1

s	i	C_i^s	B_i	$\Xi_i(1)$	$\int_0^1 \Xi_i(\xi) \xi^{s+2} d\xi$
1	1	25.67961	.403483	-.492517	-.0976009
	2	83.86184	-.175107	.395508	.0573802
	3	174.1555	.105535	-.345931	-.0407710
2	1	22.42746	.385830	-.473898	-.0798666
	2	73.10168	-.167979	.379842	.0494556
	3	151.7804	.101292	-.331913	-.0352245
3	1	20.75621	.374948	-.459361	-.0671666
	2	67.67724	-.162983	.368174	.0434627
	3	140.5581	.098167	-.321533	-.0313010
5	1	18.98420	.362294	-.439976	-.0506109
	2	62.18377	-.156065	.351922	.0348032
	3	129.2773	.093787	-.306845	-.0258409
10	1	17.19670	.349353	-.419077	-.0310950
	2	56.97497	-.146887	.329369	.0226848
	3	118.7999	.087634	-.285927	-.0178996

Fig. 1 Computed values of functions $-\theta(1)$ and $-I_s$

Nusselt 数算定位置までの中点の位置における γ の値をもって平均の γ とした。

すなわち Nu_{loc} を Gz_{loc} の関数として計算する際に γ の値は $2Gz_{loc}$ における値を用いた。

局所 Nusselt 数と局所 Graetz 数の関係を Fig. 4 に示した。

2. 実 験

実験装置は前報⁷⁾ で用いたものと同じであり、装置の概要と伝熱部の詳細はそこにおいて図示したが、伝熱管は径の異った二種類の銅管 (12.0mm O. D., 8.0mm I. D. および 20.0mm O. D., 16.0mm I. D.) でともに長さ 1500mm である。

これらの伝熱管には壁温測定用の Nimblex シース形熱電対を、伝熱管入口付近には管軸に沿って 50mm の

Fig. 2 Computed values of r

Fig. 3 Computed values of correction factor F

間隔で 11 個, その後は 100mm 間隔で 10 個, 計 21 個, 管に半周に切った溝の中にハンダにより埋め込んだ。

この伝熱管の外側にテフロンテープを厚さ 1mm に均一に巻き, その上から 6 個のシースヒータを 250mm の区間各に均一に巻きつけた。

さらにその上からグラスウールおよびアスベストで保温した。

ヒーターを定電圧装置およびスライダックを通した電源により加熱し, 壁熱流束を $3.0 \times 10^3 \sim 2.7 \times 10^4 \text{ kcal/m}^2 \cdot \text{hr}$ の範囲に変化させた。

伝熱管入口および出口には熱の管軸方向の伝導を防ぐため内径を同じくした長さ 140mm のテフロン管が挿入されている。

伝熱部の前には長さ 600mm の助走部を設けた。

入口流体温度は助走部の下部に差入れた熱電対で測定し出口流体温度は伝熱部の後の混合室内で測定した。

伝熱部において流体が加熱された温度は $8.5 \sim 26.7^\circ\text{C}$

Fig. 4 Computed values of local Nusselt number

であった。

用いた流体は 3 種類の濃度の CMC 水溶液で粘稠度低下の原因となるポンプによる循環をさせて压力容器内でコンプレッサーにより加圧して流した。

CMC 水溶液の粘稠度 η は Eq. (16) において $\epsilon=0$ と

Fig. 5 Typical plots of $\tau_{rz,w}$ vs. $4\bar{v}/R$

Fig. 6 Plot of $1/\eta$ vs. T

Fig. 7 Comparison of data with theoretical predictions

Fig. 8 Comparison of data with theoretical predictions

Fig. 9 Comparison of data with theoretical predictions

Fig. 10 Comparison of data with theoretical predictions

おき変形して得られる次式から、円管内流動における圧降下と流量の関係を測定し、求めた。

$$\tau_{rz,w} = \left(\frac{s+3}{4} \eta \right) \left(\frac{4\bar{v}}{R} \right) \quad (23)$$

$\tau_{rz,w}$ と $4\bar{v}/R$ の実験結果の例を Fig. 5 に示し、Fig. 5 の結果から得られる η と $1/T$ の結果を Fig. 6 に示した。

Fig. 6 からわかるように η と $1/T$ の関係はやや曲線となり、広い温度範囲にわたって b は定数ではない。

そこで Nu_{loc} の実験整理にあたっては Fig. 6 において管入口温度と、伝熱管入口から局所 Nusselt 数測定位置までの中点の位置における壁温を結ぶ直線の勾配をもって b/η_0 とし、 b を定めた。

Nu_{loc} の実験結果を Figs. 7~10 に示した*。

図中の実線は理論線であり、実線に付されている数字はデータ記号の番号と対応している。

結 言

一定壁熱流束の円管内を完全に発達した層流で流れる指数法則非ニュートン流体への熱伝達の解析を行ないあわせて実測値も得た。

解析には粘度 η の温度依存性を考慮し、その結果は指数 s および粘度の温度による変化の度合いをあらわす ϵ をパラメータとして、局所 Nusselt 数と局所 Graetz 数の関係として図示した。

3 種類の濃度の CMC 水溶液による実験と理論解との間にはかなりよい相関が得られたと考えられる。

〔付 記〕 本研究に対し九州大学西川兼康教授から有益な御助言をいただいた。また研究費の一部は文部省科学研究費（昭和 41 年度各個研究）による。

記して謝意を表します。

Appendix

無次元壁温について

無次元壁温 $\theta(1)$ は Eq.(10) および Eq.(12) において $\xi=1$

* CMC 水溶液の物性および無次元壁温と局所 Graetz 数の間の関係に対する実験結果などに関する詳細は九州大学工学部紀要 Vol. 28, No. 2 (1968) に発表の予定

Table 2

$$\Gamma_n = \Gamma(n/3), \quad \Psi_n = \Psi_n(1/q)$$

s	$I_{s,1}$	$I_{s,2}$	$I_{s,3}$
1	$(3\Gamma_2)^{-1}(\Gamma_1\Psi_0 - 3\Gamma_2\Psi_1 + 3q^2\Psi_2 - \Gamma_4q^2\Psi_3)$	$(-20q^2)^{-1}$	$(20\Gamma_2)^{-1}(\Gamma_2q^{-2}\Psi_1 - 10\Gamma_4\Psi_3 + 20\Gamma_5q\Psi_4 - 15q^2\Psi_5 + 4\Gamma_7q^2\Psi_6)$
2	$(3\Gamma_2)^{-1}(\Gamma_1\Psi_0 - 4\Gamma_2q\Psi_1 + 6q^2\Psi_2 - 4\Gamma_4q^2\Psi_3 + \Gamma_5q^2\Psi_4)$	$(-30q^2)^{-1}$	$(30\Gamma_2)^{-1}(\Gamma_2q^{-2}\Psi_1 - 15\Gamma_4\Psi_3 + 40\Gamma_5q\Psi_4 - 45q^2\Psi_5 + 24\Gamma_7q^2\Psi_6 - 5\Gamma_8q^2\Psi_7)$
3	$(3\Gamma_2)^{-1}(\Gamma_1\Psi_0 - 5\Gamma_2q\Psi_1 + 10q^2\Psi_2 - 10\Gamma_4q^2\Psi_3 + 5\Gamma_5q^2\Psi_4 - q^2\Psi_5)$	$(-42q^2)^{-1}$	$(42\Gamma_2)^{-1}(\Gamma_2q^{-2}\Psi_1 - 21\Gamma_4\Psi_3 + 70\Gamma_5q\Psi_4 - 105q^2\Psi_5 + 84\Gamma_7q^2\Psi_6 - 35\Gamma_8q^2\Psi_7 + 12q^2\Psi_8)$
5	$(3\Gamma_2)^{-1}(\Gamma_1\Psi_0 - 7\Gamma_2q\Psi_1 + 21q^2\Psi_2 - 35\Gamma_4q^2\Psi_3 + 35\Gamma_5q^2\Psi_4 - 21q^2\Psi_5 - 7\Gamma_7q^4\Psi_6 - \Gamma_8q^2\Psi_7)$	$(-72q^2)^{-1}$	$(72\Gamma_2)^{-1}(\Gamma_2q^{-2}\Psi_1 - 36\Gamma_4\Psi_3 + 168\Gamma_5q\Psi_4 - 378q^2\Psi_5 + 504\Gamma_7q^2\Psi_6 - 420\Gamma_8q^2\Psi_7 + 432q^2\Psi_8 - 63\Gamma_{10}q^4\Psi_9 + 8\Gamma_{11}q^2\Psi_{10})$
10	$(3\Gamma_2)^{-1}(\Gamma_1\Psi_0 - 12\Gamma_2q\Psi_1 + 66q^2\Psi_2 - 220\Gamma_4q^2\Psi_3 + 495\Gamma_5q^2\Psi_4 - 792q^2\Psi_5 + 924\Gamma_7q^4\Psi_6 - 792\Gamma_8q^2\Psi_7 + 990q^4\Psi_8 - 220\Gamma_{10}q^4\Psi_9 + 66\Gamma_{11}q^{10}\Psi_{10} - 72q^{11}\Psi_{11} + \Gamma_{12}q^{12}\Psi_{12})$	$(-182q^2)^{-1}$	$(182\Gamma_2)^{-1}(\Gamma_2q^{-2}\Psi_1 - 91\Gamma_4\Psi_3 + 728\Gamma_5q\Psi_4 - 3003q^2\Psi_5 + 8008\Gamma_7q^2\Psi_6 - 15015\Gamma_8q^2\Psi_7 + 41184q^2\Psi_8 - 21021\Gamma_{10}q^4\Psi_9 + 16016\Gamma_{11}q^2\Psi_{10} - 54054q^4\Psi_{11} + 3640\Gamma_{12}q^4\Psi_{12} - 1001\Gamma_{14}q^{10}\Psi_{13} + 4032q^{11}\Psi_{14} - 13\Gamma_{16}q^{12}\Psi_{15})$

Table 3

	$s=1$	$s=2$	$s=3$	$s=5$	$s=10$		$s=5$	$s=10$
K_1	4.8578	5.2329	5.5608	6.1204	7.1956	K_8	14.534	4359.2
K_2	9.4248	12.566	15.708	21.991	37.699	K_9		4223.1
K_3	10.018	18.600	29.172	55.660	148.79	K_{10}		3070.9
K_4	4.5783	15.782	34.939	100.95	459.07	K_{11}		1580.2
K_5		5.9218	24.674	129.54	1127.4	K_{12}		513.85
K_6			7.8555	112.41	2219.1	K_{13}		79.513
K_7				59.462	3494.6			

とおくことによって得られる。

その時必要な $\varepsilon_i(1)$ の値を Table 1 の第 3 列に示した。

I_s について

I_s は Gz_{loc} が大きい場合は次式で与えられる。

$$I_s = -(s+3)q^2(I_{s,1} + I_{s,2} + I_{s,3}) \quad (A1)$$

ここで

$$q = \sqrt[3]{9\pi / \{(s+3)Gz_{loc}\tau\}} \quad (A2)$$

$$I_{s,1} = \frac{1}{\Gamma(2/3)} \int_0^{1/q} e^{-\chi_s} (1-q\chi_s)^{s+2} d\chi_s \quad (A3)$$

$$I_{s,2} = - \int_0^{1/q} \chi_s (1-q\chi_s)^{s+2} d\chi_s \quad (A4)$$

$$I_{s,3} = \frac{1}{\Gamma(2/3)} \int_0^{1/q} \chi_s \Gamma\left(\frac{2}{3}, \chi_s\right) (1-q\chi_s)^{s+2} d\chi_s \quad (A5)$$

つぎに $\Psi_n(1/q)$ を

$$\Psi_n\left(\frac{1}{q}\right) = \frac{3}{\Gamma[(n+1)/3]} \int_0^{1/q} t^n e^{-t^3} dt \quad (A6)$$

で定義すると $I_{s,1}$, $I_{s,2}$ および $I_{s,3}$ は Table 2 に示すように与えられる。

計算結果によると, $1/q > 2.7$ に対して

$$\Psi_n(1/q) = 1.0000 \quad (n=0 \sim 15) \quad (A7)$$

そこで Gz_{loc} が大きくなり上の条件がみたされると

$$I_s = (-1)^n \sum_{k=1}^{s+3} K_n (Gz_{loc}\tau)^{-(n+1)/3} \quad (A8)$$

ここで係数 K_n は Table 3 に示す通りである。

また, Gz_{loc} が小さい場合は Eq.(12) を用いて I_s は

$$I_s = - \left\{ \frac{2\pi}{Gz_{loc}\tau} + \frac{1}{4} + (s+3) \sum_{i=1}^{\infty} B_i e^{-C_i} \frac{\pi(s+1)}{Gz_{loc}\tau(s+3)} \int_0^1 \varepsilon_i(\xi) \xi^{s+2} d\xi \right\} \quad (A9)$$

で与えられる。最後の項中の積分の値は Table 1 の第 4 列に示した。

Nomenclature

B_i : coefficients in Eq.(12) [—]

b : empirical constant in Eq.(3) [$^{\circ}\text{C}^{-1}$]

C_i^2 : eigen values [—]

C_p : heat capacity at constant pressure [$\text{kcal} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot ^{\circ}\text{C}^{-1}$]

F : correction factor [—]

Gz_{loc} : local Graetz number = WC_p/kz [—]

g_s : gravitational acceleration (z -component) [$\text{m} \cdot \text{hr}^{-2}$]

I_s : defined by Eq.(17) [—]

$I_{s,1}, I_{s,2}, I_{s,3}$: defined by Eqs.(A3), (A4), and (A5) [—]

K_n : coefficients in Eq.(A8) [—]

k : thermal conductivity [$\text{kcal} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{hr}^{-1} \cdot ^{\circ}\text{C}^{-1}$]

Nu_{loc} : local Nusselt number [—]

P : fluid pressure [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{hr}^{-2}$]

q : defined by Eq.(A2) [—]

q_w : constant wall heat flux [$\text{kcal} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{hr}^{-1}$]

R : radius of tube [m]

r : radial coordinate [m]

s : flow behavior index as defined by Eq.(2) [—]

T : fluid temperature [$^{\circ}\text{C}$]

T_s : local bulk temperature [$^{\circ}\text{C}$]

v : flow velocity [$\text{m} \cdot \text{hr}^{-1}$]

$\bar{v}$: average flow velocity [$\text{m} \cdot \text{hr}^{-1}$]

W : mass flow rate [$\text{kg} \cdot \text{hr}^{-1}$]

z : axial coordinate [m]

α : velocity gradient at tube wall [hr^{-1}]

$\Gamma(x)$: gamma function = $\int_0^{\infty} t^{x-1} e^{-t} dt$ [—]

$\Gamma(x, y)$: incomplete gamma function $= \int_0^y t^{x-1} e^{-t} dt$ [—]

r : defined by Eq.(8) [—]

ϵ : defined by Eq.(14) [—]

η : fluid consistency index as defined by Eq.(2) [kg²·m⁻²·hr^{1-2s}]

$\theta(\xi)$: dimensionless temperature [—]

$E_i(\xi)$: radial eigen functions [—]

ξ : dimensionless radial coordinate [—]

ρ : fluid density [kg·m⁻³]

τ_{rz} : shear stress (rz -component) [kg·m⁻¹·hr⁻²]

χ_s : defined by Eq.(11) [—]

$\Psi_n(1/q)$: defined by Eq.(A 6) [—]

Subscripts

iso: isothermal conditions

o: entering fluid conditions

w: wall conditions

Literature cited

- 1) Bird, R.B.: *Chemie Ing. Techn.*, **9**, 569 (1969)
- 2) Michiyoshi, I. and Matsumoto, R.: *Trans. Japan Soc. Mech. Eng.*, **29**, 1344 (1963)
- 3) Mitsuishi, N. and Miyatake, O.: *Kagaku Kōgaku (Chem. Eng., Japan)*, **30**, 813 (1966)
- 4) Mitsuishi, N. and Miyatake, O. and Yanagida, M.: *J. Chem. Eng., Japan*, **1**, 120 (1968)
- 5) Mizushima, T., Ito, R., Kuriwaki, Y. and Yahikomawa, K.:

- Kagaku Kōgaku (Chem. Eng., Japan)*, **31**, 250 (1967)
- 6) Pigford, R.L.: *C. E. P. Symposium Series*, **51**, 79 (1955)
- 7) Schechter, R.S. and Wissler, E.M.: *Nucl. Sci. Eng.*, **8**, 371 (1959)
- 8) Schenk, J. and Van Laar, J.: *J. Appl. Sci. Res.*, **A7**, 449 (1958)
- 9) Siegel, R., Sparrow, E.M. and Hallman, T.M.: *J. Appl. Sci. Res.*, **A7**, 386 (1958)

相変化を伴う多孔質固体内の熱と物質の同時移動*

杉山 幸男**・架谷 昌信***

中村 正秋**・森下 正****

名古屋大学工学部 化学工学科**

緒 言

蒸発、昇華などの相変化（主として気化現象）が多孔質固体の内部において起こるとき、相変化の速度は固体内の相変化点への潜熱の補給、相変化によって発生する気体の拡散などによって総括的にきめられる。従来、この種の問題は相変化点において含湿固相と気相との間に平衡が成立するとの仮定の下に moving boundary problem にアナログして取り扱われることが多かった。たとえば、Nissan⁶⁾、桐柴⁹⁾ は乾燥の減率第2段期間において、含湿固相のとり平衡温度として擬湿球温度あるいは漸近到達温度を報告しており、筆者らも同様の見地から総括比熱の概念⁴⁾を用いた解析方法を報告した³⁾。し

かし、このような平衡の仮定は実験条件によってはきわめてよい近似であり、工学的には有効な場合も多いが、かならずしも本質であるとは思われない。つまり、一般的には含湿固相と気相とが非平衡であるとして、ここに局所相変化速度を考える方向をとるのが正しいように思われる。本研究においては、空隙率は一定であるが、内部表面積の異なる数種の焼結粘土球を試料とし、水およびエタノールを相変化物質に用いて、減率第2段期間に相当する範囲で乾燥実験を行ない、これと局所相変化速度を考慮に入れた一般的な微分方程式の数値解とを比較検討し、前報³⁾の総括比熱による解析例とも併わせ、局所相変化速度の見かけ相変化速度*に与える影響について考察を行なった。

* <Simultaneous Heat and Mass Transfer in Porous Solids with Phase Change>

Received on May 8, 1968

昭和42年11月第6回総合シンポジウム（名古屋）にて発表

** Sachio Sugiyama, Masaaki Nakamura (Dept. of Chem. Eng., Nagoya Univ., Nagoya)

*** Masanobu Hasatani (岐阜大学工学部 Faculty of Engineering, Gifu Univ., Gifu)

**** Tadaashi Morishita (ダイセル (株) Daicel Co., Ltd.)

1. 基礎式および数値解法

相変化を伴う多孔質固体球内の非定常熱伝導の基礎式

* 局所相変化速度とは、試料内各点における局所的な相変化速度を表わし、見かけの相変化速度は試料全体についての相変化速度である。

本 号 の 研 究 論 文 要 旨

非理想多成分系の露点液組成の決定法 (広瀬泰雄, 平岩宣, 化学工学, 32, 1205~1209 (1968)) 一般の非理想系では, 比揮発度は全圧と温度と組成の関数である。圧力と蒸気組成を与えて液組成を求めることは今までは困難であった。何故ならば理想溶液からの偏奇を示す液相の活量係数は, 未知なる液組成の関数だからである。ここでは液組成から蒸気組成を求める計算を繰り返して, 逐次仮の液組成を修正していくという方法でこの問題を解決した。この計算の収束性の可否と収束解が真に平衡な液組成をあらわしているかについて, 数値例について検討を行ない, 本方法が十分実用に供しうるものであることを確めた。

2次元層流予混合焰の燃焼機構について——可燃範囲外の燃料の濃厚な火焰—— (城塚正, 酒井清孝, 依田次雄, 化学工学, 32, 1210~1215 (1968)) 2次元層流予混合焰について, 燃料成分の物質移動に及ぼす燃焼反応の影響, また予混合の程度の影響を実験的, 理論的に検討した。理論は, 既に著者らが報告している層流拡散焰の燃焼機構の理論解析を多少修正して適用した。燃料(純プロパン (99.6 Vol %))・空気混合ガスの流量を一定値 0.240 m³/hr とし, 空燃比を 0.333, 1.033, 2.33, 5.67 の4種類変えて実験を行なった。そして, 拡散焰と異なり, 予混合焰の場合, 火焔軸方向に対して $k_{comb, obs}$ はほぼ一定値と考えられ, また k_{comb} と反応係数の理論値と実験値とはよく一致することが分った。

垂直管による膜状凝縮伝熱に関する研究 (恩田格三郎・佐田栄三・高橋勝六・伊藤国光, 化学工学, 32, 1215~1221 (1968)) 長さの異なる4種の垂直管でメタノールを用いた凝縮実験を凝縮液と蒸気を向流および並流に流して行なった。凝縮伝熱係数は理論値よりも大きくなるが, 凝縮液膜表面の凹凸を考慮して補正できることを明らかにした。物質移動に伴う運動量の移動を考慮して向流にも並流にもよく適合する実験式を得た。凝縮伝熱係数に及ぼす管長の影響については特に考慮する必要はないと思われる。

一定壁熱流束円管内における非ニュートン流体層流熱伝達 (三石信雄・宮武修, 化学工学, 32, 1222~1227 (1968)) 一定壁熱流束円管内における非ニュートン流体層流熱伝達に関して理論的かつ実験的研究を行なった。

解析において, 粘度の温度依存性を考慮した。

s および e をパラメータとして, 最終結果を局所 Nusselt 数と局所 Graetz 数の関係として図示した。

実測値は CMC 水溶液について得た。解析解と実測値との間にはかなり良い相関性が得られた。

相変化を伴う多孔質固体内の熱と物質の同時移動 (杉山幸男・架谷昌信・中村正秋・森下正, 化学工学, 32, 1227~1233 (1968)) 蒸発, 昇華などの相変化が多孔質固体内で起こるとき, 一般には相変化点において相変化物質を含む固相と気相との間には非平衡にあると思われ, 局所相変化速度が考慮されねばならない。本報では, まず相変化物質に水を用い, 内部表面積が種々異なる各試料について局所相変化速度を実測し, さらに減率第2段階間において乾燥実験を行なった。実験結果は, 局所相変化速度, 熱および物質移動の連立微分方程式の数値解とよく一致した。局所相変化速度が見かけの相変化速度に影響を及ぼすのは比較的低温度加熱域であり, 加熱温度の上昇とともに界面変化に類似するようになる。本解析法は moving boundary problem にアナログした前報の解析法を包含し, 広範囲の乾燥条件に対して適用しうるものである。

沈降性懸濁液中の凝集——速度差による捕集—— (森方郎吉・沢昭宣, 化学工学, 32, 1233~1240 (1968)) 沈降性懸濁液中の凝集について速度差による捕集のモデルを提出し, 数値計算により解を求めた。また, 粒径約 10 μ の α -アルミナ粒子を用い, 光透過式沈降法測定により, 実験的に凝集の進行を測定した。捕集係数を一定とする粗い近似ながら, 計算結果は実験結果とはほぼ一致し, 凝集速度係数として $1.3 \sim 0.7 \times 10^{-8}$ [cm³/sec] の値を得た。

多重効用缶問題の解法についての研究 (吉福功美, 化学工学, 32, 1240~1245 (1968)) プロセス方程式が非線型の連立微分方程式で表わされる所の化学装置の例として順流式多重効用缶問題を上げ, その解法を図的に表示するために案出したフローチャートを用いて, 設定された条件と解法との間の関連について統一的な検討をなした。

本報告で設定した問題に対しては4次のフローチャートで表わされることを見出した。またフローチャートの数学的意義を考察した。