γ : activity coefficient

Subscripts

i, j : component

1, 2, 3 & 4 refer to AcOH, EtOH, H₂O & AcOEt, respectively

Literature cited

- 1) Ellis, S. R. M. & Carbett, R. D.: *Ind. Eng. Chem.*, **52**, 385 (1960)
- 2) Furnas, C. C. & Leighton, W. B.: *Ind. Eng. Chem.*, **28**, 709 (1937)
- 3) Garner, F. H., et al.: *Chem. Eng. Science*, **4**, 273 (1955)
- 4) Griswold, J., et al.: *Ind. Eng. Chem.*, **41**, 2352 (1949)
- 5) Hirata, M. & Hirose, Y.: *Chem. Eng., Japan*, **30**, 121(1966)
- 6) Hirata, M. & Komatsu, H.: *Chem. Eng., Japan*, **30**, 129 (1966)
- 7) Ito, T. & Yoshida, F.: *J. Chem. Eng. Data*, **8**, 315 (1963)
- 8) Rieder, R. M., et al.: *Ind. Eng. Chem.*, **41**, 2905 (1949)
- 9) Riis, A., et al.: *Chem. Eng. Science*, **10**, 105 (1959)

紡糸操作における繊維の伝熱係数*

佐野雄二**・山田信夫**

三菱レイヨン(株) 研究所**

緒 言

単一細線と強制対流空気流の間の伝熱係数は、乾式紡糸あるいは熔融紡糸などの繊維を加熱あるいは冷却する場合問題となる。この場合、繊維は紡糸筒内を走行し捲取られるので、この影響を考えねばならない。先に筆者ら⁷⁾は乾式紡糸の紡速範囲をほぼ満足する $Re_w=10$ までの実験範囲で乱流平行流の場合細線走行速度の影響が無視できることを報告した。また、別に細線伝熱が主として垂直方向の速度成分により支配されるとの立場から考察を試みた⁸⁾。垂直流を用いる熔融紡糸の場合も、この観点よりすれば、紡速の影響が無視できることが類推されるが、熔融紡糸の場合、紡速がかなり大きく、十数 m/sec に及ぶ。この報告では、細線走行に伴う同伴流を境界層理論より求めた Sakiadis⁹⁾ の結果を用いて、細線走行の場合の伝熱係数を算出し、既報の実験結果⁷⁾ と対比した。また、例えば自然対流と強制対流が共存する場合のように、伝熱に影響を及ぼすいくつかの因子が複合して働く場合につき考察し、これより、紡糸操作で、強制対流に細線走行同伴流および自然対流が重畳する場合の伝熱係数を求める方法につき述べた。

1. 細線走行の場合の伝熱係数

Sakiadis⁶⁾ は、静止流体中を一定速度で走行する直径一定の無限円筒の層流境界層流れに対しつぎの速度分布式を示している。

$$\frac{U}{U_w} = 1 - \frac{\ln r/a}{\beta} \quad (1)$$

$$\beta = \ln\left(\frac{a + \delta}{a}\right) \quad (2)$$

β は,

$$\xi = 4\sqrt{\frac{\nu x}{U_{\infty} a^2}} = 4\sqrt{\frac{2(x/a)}{Re_a}} \quad (3)$$

の関数として与えられているが次式で近似することができる。

$$\frac{\delta}{a} = \frac{\sqrt{6}}{4} \xi \quad \beta < 0.1 \quad (4)$$

$$\frac{\delta}{a} = 0.724\xi^{1.085} \quad \beta \geq 0.1 \quad (5)$$

(4) 式は最大誤差 2% 以内, (5) 式は 6% 以内の近似値を与える。

熱移動は運動量移動と相似的に扱うことができるので、Sakiadis の速度境界層に対する解は、温度境界層に対しても適用できる¹⁾。

$$\frac{t}{t_0} = 1 - \frac{\ln r/a}{\beta_t} \quad (6)$$

$$\beta_i = \ln\left(\frac{a + \delta_i}{a}\right) \quad (7)$$

* Heat Transfer Coefficients of Filaments in Spinning Operations

Received on January 6, 1966

** Y. Sano and N. Yamada (Mitsubishi Rayon Co. Ltd.,
Ōtake Hiroshima, Japan)

Fig. 1 Theoretical values of Nu and $\bar{Nu}$ for moving continuous cylinder

Fig. 2 $\bar{Nu}$ vs. Re_w

境界層運動量収支式および熱収支式を用い β_i を β につき解けば、温度境界層を求めることができるが、計算が煩雑である。平板につき、この手法で求められた温度境界層は²⁾、 $\delta_t = \delta / \sqrt{Pr}$ の関係にあり、空気流 ($Pr=0.70$) に対しては $\delta_t \doteq \delta$ としてよい。円筒の場合も同様に考え

$$\delta_t \doteq \delta, \quad \beta_i \doteq \beta \quad (8)$$

を仮定する。

円筒表面の伝熱速度は次式で与えられる。

$$ht_0 = -k(dt/dr)_{r=a} \quad (9)$$

(6) および (9) 式より

$$Nu = 2/\beta_i \doteq 2/\beta \quad (10)$$

また、 $0 \sim x/a$ 間の平均の Nu は

$$\bar{Nu} = \frac{1}{x/a} \int_0^{x/a} Nu \cdot d(x/a) \quad (11)$$

(10) および (11) 式より Sakiadis の計算結果を用いて Nu および $\bar{Nu}$ を算出し、Fig. 1 に示した。 Nu および $\bar{Nu}$ は x/a の増大に伴い小となる。Fig. 2 に $x/a=10^3$ 、 10^4 および 10^5 における $\bar{Nu}$ と Re_w の関係を示した。

一方静止空気流中で細線を走行させ伝熱係数を求めた実験値として、筆者ら⁷⁾ は先に次式を報告した。

$$\bar{Nu} = 0.65 [Gr \cdot Pr]_p^{0.07} \cdot$$

$$Re_w^{0.12} \quad (12)$$

この測定値を (x/a) および $[Gr \cdot Pr]_p$ をパラメータとして、 $\bar{Nu}$ vs. Re_w で点綴し、Fig. 2 に示した。 x/a の範囲は $10^4 \sim 10^5$ であるが、この影響は理論曲線より期待される程度に小さく、ほとんど測定誤差範囲内と見てよい。一方 $[Gr \cdot Pr]_p$ の影響は、 $10^{-4} \sim 10^{-3}$ の範囲の $\bar{Nu}$ 測定値

が $10^{-3} \sim 10^{-2}$ の値よりやや大きく、僅かに認められる。これは原報 Q/S vs. Δt の点綴が僅かに上方に凹の形となることからいえる。しかしながらこの影響もほとんど測定誤差内と見てよいであろう。 (x/a) および $[Gr \cdot Pr]_p$ の影響を無視し、実験値を次式で再整理した。

$$\bar{Nu} = 0.25 + 0.15 Re_w^{0.36} \quad (13)$$

(13) 式は (12) 式で $[Gr \cdot Pr]_p = 10^{-3}$ としたときの値とほぼ一致する。また、Fig. 2 に示すように、(13) 式は理論値と比較すると $Re_w=1$ で 20% 程度大きい $\bar{Nu}$ を与える。

静止空気流中での細線走行による $\bar{Nu}$ は、理論値より考えて、恐らく x/a の影響が特に $x/a < 10^4$ で見られるものと考えられる。この影響

は、もし考慮するとすれば、Fig. 1 の理論曲線より推定するはかないが、紡糸操作では a の値は小さいので、ノズル直下の部分を除き、この影響を無視し (13) 式を用いて大過ないであろう。また、(13) 式の実験範囲は $Re_x < 2 \times 10^5$ である。平板の場合境界層が層流となる Re_x の限界値は 5×10^5 である²⁾。円筒について Griffith¹⁾ は、水中で $a=4.8 \sim 0.89 \text{ mm}$ の細線を走行させ、境界層が層流から乱流に移移する Re_x として $5 \times 10^4 \sim 2 \times 10^5$ を報告している。これらより考え (13) 式の適用範囲は層流境界層ないし移移域と考えるべきであろう。紡糸操作ではさらにドラフトによる繊維の変形に伴う境界層の変化を考えねばならない。また、多数の繊維が同時に紡糸される場合、個々の繊維の生じる境界層が相互に干渉し合うことも考慮する必要がある。しかしこれらの影響を評価することは困難であるので、以下にはこれらの問題は一応除外し (13) 式で繊維走行の場合の $\bar{Nu}$ が与えられるものとして、強制対流に繊維走行同伴流が重畳する場合の伝熱係数を考えた。

2. 伝熱係数に影響を与える因子の等価換算

単一細線に対する $\overline{Nu}$ は、つぎの5つの式が基本となる。

i) 強制対流の場合

垂直流: Van der Hegge Zijnen 式¹⁴⁾を用い、

$$\overline{Nu} = 0.35 + 0.50 Re_c^{0.50} + 0.001 Re_c \quad (14)$$

平行流: 前報^{7,8)}より

$$\overline{Nu} = 0.35 + 0.146 Re_p^{0.50} \quad (15)$$

ただし空気流は乱流とする。垂直流の場合には乱れの影響は小さく、(14)式は層流の場合にもそのまま適用できるものと考えられるが、平行流の場合には乱れの影響は大きいものと考えられ、層流の場合には恐らく(15)式よりも小さい $\overline{Nu}$ を与えるものと考えられる⁸⁾。

ii) 自然対流の場合

垂直流(水平細線): 坪内ら¹²⁾の式より

$$\overline{Nu} = 0.794 Gr_c^{1/5} \quad (16)$$

平行流(鉛直細線): 前報⁷⁾より

$$\overline{Nu} = 0.63 Gr_p^{0.07} \quad (17)$$

(16)および(17)式は、いずれも細線より空気へ伝熱される場合である。

iii) 細線走行の場合

前項より、細線走行による同伴流が層流の場合、理論式は Fig. 2 に示される。例えば、 $(x/a)=10^4$ に対しては

$$\overline{Nu} = 0.34 Re_w^{0.11} \quad (18)$$

実験式としては、 $Re_x < 2 \times 10^5$ に対し(13)式を用いることができる。

同伴流が乱流境界層を形成する場合、信頼できる理論式あるいは実験式は見当らない。Sakiadis の乱流境界層に対する解⁶⁾は、Sakiadis 自身も述べているように仮定に疑問があり、これより求めた $\overline{Nu}$ は層流境界層に対する値よりも小さくなる。境界層の生成機構は異なるが、(15)式を代用することは便宜的には考えられる。乱流境界層では x/a の影響は無視してよいであろう。

実際の紡糸条件では、以上の式の複合した形を考えなければならない。このような場合の計算法としては、Martinelli¹³⁾、坪内ら¹²⁾、Jackson ら⁸⁾により自然対流と強制対流が共存する場合に用いられている等価ベクトル加算法がある。すなわち、二つの対流 R_1 , R_2 による $\overline{Nu}$ がそれぞれ

$$\overline{Nu}_1 = f_1(R_1), \quad \overline{Nu}_2 = f_2(R_2) \quad (19)$$

と表されるとき、 $\overline{Nu}_1 = \overline{Nu}_2$ の条件より、 R_1 と R_2 の等価関係

$$R_1 = g(R_2) \quad (20)$$

を求め

$$\overline{Nu} = f_1(\sqrt{R_1^2 + g^2(R_2)} + 2R_1 \cdot g(R_2) \cos \varphi) \quad (21)$$

より複合された $\overline{Nu}$ を求める方法である。

これに対し、 R_1 , R_2 などの $\overline{Nu}$ に対する影響は独立に働き、加算性が成立するとする単なる等価加算による方法も考えることができよう。すなわち

$$\overline{Nu} = f_1[R_1 + g(R_2)] \quad (22)$$

(21)および(22)式はいずれも R_1 あるいは R_2 が単独に存在する場合、もとの $\overline{Nu}$ を与える。これらの式は、実験値によりその適用限界を明らかにしなければならない。

一つの例として、細線と任意の角度 θ をなして乱流空気流が流れる場合を考える。(14)および(15)式より $Re_c < 100$ では等価関係は

$$Re_c = 0.0852 Re_p \quad (23)$$

流れ方向主流速 v を用いたレイノルズ数を Re_0 とすると

$$Re_c = Re_0 \sin \theta$$

$$Re_p = Re_0 \cos \theta$$

垂直流に対する(14)式を用い、 Re_0 による $\overline{Nu}$ を Re_c と Re_p の複合された値として(21)式より求めると

$$\overline{Nu} = 0.35 + 0.50 [Re_c^2 + (0.0852 Re_p)^2]^{0.25} \quad (24)$$

また、(22)式によれば

$$\overline{Nu} = 0.35 + 0.50 [Re_c + 0.0852 Re_p]^{0.50} \quad (25)$$

また別に、筆者ら⁸⁾は乱流空気流中の細線伝熱は乱れの影響を考慮した流速の細線に対する垂直成分のみで定まるとの立場から次式を得た。

$$\overline{Nu} = 0.35 + 0.50 [2\alpha^2 + \sin^2 \theta]^{0.25} \cdot Re_0^{0.50} \quad (26)$$

(26)式は $\alpha = 0.06$ とすると、 $\theta = 90^\circ$ のとき垂直流の(14)式に、 $\theta = 0^\circ$ とすると平行流の(15)式にそれぞれ一致する。

(24)、(25)および(26)式を実験値と対比して見る。Simmons¹²⁾は、熱線風速計の方向性を検討する目的で、直径 0.00105 in、長さ 3.07 in の白金線に 0.215 amp. の電流を流し、風速 40 ft/sec、空気温度 22°C の場合の白金線の抵抗の θ による変化を測定している。これより、 $\overline{Nu}$ を算出し、垂直流の場合の $\overline{Nu}$ を 1 とし $\overline{Nu}/\overline{Nu}_{\theta=90^\circ}$ vs. θ で点綴し、Fig. 3 に示した。なお、この場合 $Re_0 = 21.1$ となるが、この測定結果は $\theta = 90^\circ$ の場合 $\overline{Nu} = 2.51$ 、 $\theta = 0^\circ$ の場合 $\overline{Nu} = 0.95$ となり、それぞれ(14)および(15)式より求めた $\overline{Nu}$ と比較して誤差は -4.9% および -6.9% となる。Fig. 3 に[(24)、(25)および(26)式より計算した $\overline{Nu}/\overline{Nu}_{\theta=90^\circ}$ vs. θ を点綴した。実測値は(25)式と最もよく一致し、(24)および(26)式は、ほとんど差なく、いずれも θ 小の所で実測値よりやや小となるが、なお 8% 以内の誤差である。したがって、いずれの式もこの場合実用的には用いて差支えないことになる。

(21)式は R_1 , R_2 がいずれも細線に対し同一方向に流れる場合 ($\varphi = 0^\circ$)、(22)式と一致するが逆方向の場合

Fig. 3 $\bar{Nu}/\bar{Nu}_{\theta=90^\circ}$ vs. θ

Fig. 4 $\bar{Nu}$ vs. Re_c for melt spinning

($\varphi=180^\circ$) は

$$\bar{Nu}=f_1[R_1 \sim g(R_2)] \quad (21)'$$

となる。ただし $\sim$ は R_1 , $g(R_2)$ のいずれか大きい方の値より小さい方の値を差引くものとする。(21)' 式は、 $R_1=g(R_2)$ で $\bar{Nu}$ に不連続点を与える。Fig. 2 は、細線の上方走行による同伴流が自然対流と逆方向流れ* を形成する場合の測定値である。この場合、(21)' 式より期待される $R_1=g(R_2)$ 付近での $\bar{Nu}$ の低下およびこの点での不連続性は見られず、むしろ (22) 式より期待される同伴流および自然対流の両者いずれもが $\bar{Nu}$ を増大せしめる傾向を示している。また後に示す平行強制対流に細線同伴流が互に逆方向に重なる並流の場合も Fig. 8 の実験結果は (21)' 式より期待される $\bar{Nu}$ の低下を示す傾向は見られない。以上のことから、細線伝熱の場合 (21) 式よりも、むしろ (22) 式による計算法がより適切なのではないかと考えるが (22) 式の理論的根拠はなく、単に実験値を整理する便法に過ぎないので、なお多くの実験値との対比が必要であろう。

* 系外の固定座標から見れば、上方に細線が走行する場合の空気流は自然対流と同方向になるが、細線の伝熱を考える場合、細線近傍境界層の細線と空気流の間の相対速度を考えねばならない。【細線上に座標を置いて考えれば、空気流は下方流と考えられ、空気流が加熱される場合の自然対流とは逆方向流れとなる。

3. 紡糸操作における繊維と空気流の間の伝熱係数

つぎの二つの場合につき、前項の等価ベクトル加算法あるいは等価加算法により $\bar{Nu}$ を求め比較した。

i) 垂直強制対流に細線下方走行による同伴流と自然対流が加わった場合

これは、熔融紡糸における繊維の冷却の場合に相当する。

(13) および (14) 式より、細線走行同伴流に対し Re_c と等価の関係は、

$$Re_e=(0.30 Re_w^{0.36}-0.20)^2 \quad (27)$$

(14) および (17) 式より自然対流については

$$Re_e=(1.26 Gr_p^{0.07}-0.70)^2 \quad (28)$$

この場合、同伴流と自然対流の方向は同方向となり、またこれらは垂直流と 90° の角をなす。等価ベクトル加算法では (21) 式より

$$\bar{Nu}=0.35+0.50[Re_e^2+R^2]^{0.25} \quad (29)$$

ただし

$$R=(0.30 Re_w^{0.36}-0.20)^2 + (1.26 Gr_p^{0.07}-0.70)^2 \quad (30)$$

また、等価加算法では (22) 式より

$$\bar{Nu}=0.35+0.50[Re_e+R]^{0.50} \quad (31)$$

Fig. 4 に R をパラメーターとして $\bar{Nu}$ vs.

Re_c を点綴して示した。点線は (29) 式、細い実線は (31) 式を示す。両者の差は 10% 以内で差はない。

通常の熔融紡糸の条件では、 $Re_w < 50$, $Gr_p < 10$, $Re_c > 0.5$ であり、紡速および自然対流の影響は Re_c の小さな範囲を除き、小さいものと考えられる。

加瀬ら¹⁾ は熔融紡糸における繊維と空気流の間の伝熱係数に関し、固定細線に任意方向より強制対流が θ の角度をなして流れる場合の伝熱係数として次式を示している。

$$h=h_p \left[1 + \left(\frac{8 U_{ac}}{U_{ap}} \right)^2 \right]^{0.167} \quad (32)$$

これは、(14) および (15) 式をそれぞれ直線で近似し、等価ベクトル加算法を用うることにより、導くことができるが、この計算は、より正確に行なえば (24) 式に帰せられる。細線走行同伴流に対する $\bar{Nu}$ は (13) 式で近似すべきものと考えられるが、なお、乱流境界層、繊維間境界層の干渉、繊維の変形に伴う境界層の変化などを考慮しなければならない。

同伴流に対する $\bar{Nu}$ を (13) 式でとり、等価加算法 (22) 式を用いた計算結果は、熔融紡糸繊維温度変化の実測値とはほぼ一致する¹¹⁾。

ii) 平行強制対流 (乱流) に細線下方走行による同

Fig. 5 $\bar{Nu}$ vs. Re_p for dry spinning

伴流と自然対流の加わった場合

これは、乾式紡糸における繊維の加熱乾燥の場合に相当する。

(13) および (15) 式より、細線走行同伴流に対し、 Re_p との等価関係は、

$$Re_p = (1.03 Re_w^{0.36} - 0.685)^2 \quad (33)$$

(15) および (17) 式より自然対流に対しては、

$$Re_p = (4.32 Gr_p^{0.07} - 2.40)^2 \quad (34)$$

ただし、(17) 式は細線より空気流へ伝熱される場合の実験式である。繊維を加熱する場合には、伝熱方向は逆になるが、この影響は無視する。

この場合には、向流紡糸では、強制対流と同伴流は同方向となり、自然対流は下降流となるので、強制対流と逆方向になる。並流紡糸では、強制対流と同伴流は、逆方向となり、強制対流と自然対流は同方向となる。したがって、等価ベクトル加算法では、(21) 式より

$$\bar{Nu} = 0.35 + 0.146 |Re_p \pm R|^{0.50} \quad (35)$$

ただし

$$R = (1.03 Re_w^{0.36} - 0.685)^2 - (4.32 Gr_p^{0.07} - 2.40)^2 \quad (36)$$

(35) 式の $\pm$ は、向流のとき +、並流のとき - をとる。

等価加算法では、流れの方向を考慮することなく、(22) 式より

$$\bar{Nu} = 0.35 + 0.146 (Re_p + R)^{0.50} \quad (37)$$

$$R = (1.03 Re_w^{0.36} - 0.685)^2 + (4.32 Gr_p^{0.07} - 2.40)^2 \quad (38)$$

Fig. 5 に R をパラメーターとして $\bar{Nu}$ vs. Re_p を点綴して示した。細い実線は (35) 式の向流の場合、あるいは (37) 式を示し、点線は (35) 式で並流の場合を示す。等価ベクトル加算法並流の場合、 $Re_p = R$ の前後で $\bar{Nu}$ は減少し、この点で不連続的となる。このような現象は恐らく実際には見られないのではないかと考える。

象は恐らく実際には見られないのではないかと考える。

筆者ら⁷⁾ は平行強制対流 (乱流) 中で細線が走行する場合につき $\bar{Nu}$ を測定し、 $Re_w < 10$ の範囲で走行速度の影響が無視できることを報告した。この場合 $Gr_p < 10^{-2}$ で、自然対流の影響は無視できた。Fig. 6 にこの測定値を示したが、Fig. 5 より等価ベクトル加算法の立場をとっても、向流と並流との差は実験範囲で最大 10% 程度を期待できる程度に過ぎず、 Re_w の影響が無視できるとする実験結果を説明することができる。

なお通常の乾式紡糸の条件では $Re_w < 10$ 、 $Gr_p < 10^{-2}$ 、 $Re_p > 2$ であり、等価ベクトル加算法向流の場合および等価加算法によれば、 Re_w および Gr_p の影響はせいぜい 20% 程度の $\bar{Nu}$ の増大を期待し得るに過ぎない。等価ベクトル加算法並流の場合、 $Re_w = 10$ 、 $Re_p = 3$ の付近で急激な $\bar{Nu}$ の低下が予想されるが、恐らくこのような不連続的な $\bar{Nu}$ の低下は起らぬものと考えられる。実際の乾式紡糸繊維乾燥過程の測定結果^{9,10)} も $\bar{Nu}$ は向流、並流で差なく、紡速の影響は無視できることが推論された。

結 論

i) 細線走行の場合の同伴流による伝熱係数を境界層理論より得られた速度分布式⁶⁾ より求め、実測値と比較した。実測値は 20~30% 程度理論値より大きい。

ii) 細線に任意方向より当る乱流空気流の場合の伝熱係数を、垂直流および平行流の式より、等価ベクトル加算法 (21) 式、あるいは等価加算法 (22) 式を用いて計算し、いずれも実測値¹²⁾ とよく一致する結果を得た。

iii) 熔融紡糸における繊維と空気流の間の伝熱係数を垂直流、自然対流、および細線走行同伴流のそれぞれ

co-current					counter current				
key	L [m]	D [mm φ]	U_w [m/min]	Re_w [—]	key	L [m]	D [mm φ]	U_w [m/min]	Re_w [—]
○	1.2	0.04	100	4.33	△	2.9	0.08	100	8.63
●	2.2	"	"	"	▲	2.9	"	28	2.42
◐	2.2	"	46	1.99	△	2.9	"	46	3.97
◑	2.2	"	28	1.21	▲	2.2	"	28	2.42
■	2.9	0.06	46	2.98	▽	2.2	"	100	8.63
□	2.9	"	28	1.82	▽	2.2	"	46	3.97
▣	1.2	"	28	"	×	2.2	0.10	100	10.8
▤	1.2	"	46	2.98	*	2.2	"	46	4.97
▥	2.2	"	46	"	*	2.2	"	28	3.03
▦	2.2	"	28	1.82					
					key	L [m]	D [mm φ]	U_w [m/min]	Re_w [—]
○	1.2	0.04	46	1.99	△	2.2	0.08	100	8.63
●	1.2	"	28	1.21	▲	2.2	"	46	3.97
◐	1.2	"	100	4.33	▲	2.2	"	28	2.42
◑	2.2	"	46	1.99	⊗	2.2	0.10	46	4.97
◒	2.2	"	100	4.33	⊗	2.2	"	28	3.03
◓	2.9	0.06	46	2.98					
◔	2.9	"	100	6.48					
◕	2.9	"	28	1.82					
◖	2.2	"	100	6.48					
◗	2.2	"	46	2.98					

Fig. 6 の key 説明

Fig. 6 Experimental results of effects of Re_w for forced convection of parallel flow

の式に、等価ベクトル加算法あるいは等価加算法を適用して求め Fig. 4 に示した。いずれの加算法もこの場合

大差なく、これよりそれぞれの因子の影響を定量的に求めることができる。

iv) 乾式紡糸の場合についても同様に、平行流、自然対流、および細線走行同伴流の式を用い伝熱係数を求め、Fig. 5 に示した。等価ベクトル加算法向流の場合と等価加算法は一致する。等価ベクトル加算法並流の場合、 $\bar{Nu}$ が不連続的に減少する点を生じるが、実際には疑問に思う。

v) 紡糸操作における繊維と空気流の間の伝熱係数は、概括的には強制対流の影響が支配的で、細線走行同伴流および自然対流の影響は小さいものと考えられる。

〔謝 辞〕 懇切な御指導を賜った三菱レイヨン(株)研究所、西川新三博士に厚く御礼申し上げます。

Nomenclature

a : radius of filament [mφ]
 Gr : Grashof number $[(2a)^3 \cdot \rho^2 \cdot \beta \cdot \Delta t \cdot g / \mu^2]$ [—]
 g : acceleration of gravity [m/sec²]
 gc : gravitational conversion factor [kgm/Kg·sec²]
 h : heat transfer coefficient [kcal/m²·hr·°C]
 k : thermal conductivity [kcal/m·hr·°C]
 Nu : Nusselt number $[h \cdot (2a) / k]$ [—]
 Pr : Prandtl number $[C_p \mu / k]$ [—]
 Q : rate of heat transfer [kcal/hr]
 R : equivalent Reynolds number expressed in Eq. (28) or (32)
 r : radial distance [m]

Re : Reynolds number based on $(2a)$ $[(2a) U_a \rho / \mu]$ [—]
 Re_x : Reynolds number based on x $[x U_a \rho / \mu]$ [—]
 Re_w : Reynolds number based on U_w $[(2a) U_w \rho / \mu]$ [—]
 S : surface area [m²]
 t : temperature [°C]
 t_0 : temperature of filament [°C]
 $\Delta \bar{t}$: average temperature difference [°C]
 U_a : linear velocity of air [m/sec]
 U_w : linear velocity of filament [m/sec]
 x : distance from nozzle [m]

α : intensity of turbulence or thermal diffusivity [—] [m²/sec]
 β : cubical expansion coefficient or value defined in Eq. (2) [1/°C] [—]
 β_1 : value defined in Eq. (7) [—]
 δ : thickness of momentum of boundary layer [m]
 δ_t : thickness of thermal boundary layer [m]
 θ : angle between filament and air flow [deg.]
 μ : viscosity [poise]
 ν : kinematic viscosity [m²/sec]

ξ : value defined in Eq. (3) [—]
 ρ : density [kg/m³]
 τ_f : shear stress [kg/m²]
 φ : angle between two convections [deg.]

Subscript

c : refers to cross flow
 p : refers to parallel flow
 $-$: average value

Literature cited

- 1) Griffith, R. M.: *I. & E. C. Fundamentals*, 3, 245 (1964)
- 2) Gröber, Erk u. U. Grigull: "Wärmeübertragung", Springer-Verlag, p. 149 u 204 (1967)
- 3) Jackson, T. W., J. M. Spurlock and K. R. Purdy: *A. I. Ch. E. J.*, 7, 38 (1961)
- 4) Kase, S. and T. Matsuo: *J. Textile Machinery Soc. (Japan)*, 18, 188 (1965)
- 5) Martinelli, R. C. and L. M. K. Boelter: "Univ. of California Publications in Engineering", 5, (No. 2), 23 (1942)
- 6) Sakiadis, B. C.: *A. I. Ch. E. J.*, 7, 26 and 467 (1961)
- 7) Sano, Y. and S. Nishikawa: *Chem. Eng. (Japan)*, 28, 275 (1964)
- 8) Sano, Y. and S. Nishikawa: *ibid.*, 29, 251 (1965)
- 9) Sano, Y. and S. Nishikawa: *ibid.*, 30, 245 (1966)
- 10) Sano, Y. and S. Nishikawa: *ibid.*, 30, 335 (1966)
- 11) Yamada, N., Y. Sano and T. Nanbu: *J. Soc. Fiber Sci. and Tech. (Japan)*, 22, (No. 5) (1966)
- 12) Simmons, L. F. G.: *Phil. Mag.*, (7), 3, 81, (1927)
- 13) Tsubouchi, T. and S. Sato: *J. S. M. E.*, 25, 810 (1959)
- 14) Van der Hegge Zijnen, B. G.: *Appl. Sci. Res.*, A-6, 129 (1953)

回転円弧抽出塔について*

中村 昭一**・平塚 精一
 信越化学工業(株) 直江津工場**

緒 言

回転円板塔が工業的に抽出装置として使用されたのは、Reaman (Snell Development Co.) による改良以後で比較的新しい。本邦においても近時回転円板塔の使用が漸時ふえつつあるが、ほとんど Reaman type によるものである。

筆者らは、回転円板塔と回転体を使用する点においては同じであるが、機構的に異なった新しい型の回転抽出塔²⁾を試作して対比試験を行ない、回転円板塔に十分に匹敵する知見を得たのでここに報告する。

1. 実験装置と方法

実験に用いた塔本体の略図を Fig. 2に、フローシート

* <Studies on Rotary Circular Arc Extraction Column>
 Received on February 26, 1966

** Akikazu Nakamura, Seiichi Hiratsuka (Shin-etsu Chem. Co., Naoetsu, Japan)

を Fig. 1 に、回転体の詳細を Fig. 3 (a), (b) に示した。(a) は回転円板塔に従来から使用されている回転体、(b) は筆者らが試作した回転体の一例で、軸部より放射的に取付けた支持体の末端に中心角 60° の円弧状の

Fig. 1 Flow sheet

反応を伴う気液平衡関係——酢酸、エタノール、水、酢酸エチル系の気液平衡関係——(平田光穂・小松弘昌, 化学工学, 30, 989~997 (1966)) 酢酸、水、エタノール、酢酸エチル系のエステル化反応を伴う気液平衡関係を実測し、各成分の気液平衡比 ($K_i = y_i/x_i$) と沸点 (T) との相関関係を見いだした。

これらの相関関係を用いてこれらの成分の組合せによる非反応系の気液平衡関係から反応進行中の気液平衡関係を推算する方法を示した。

紡糸操作における繊維の伝熱係数(佐野雄二・山田信夫, 化学工学, 30, 997~1003 (1966)) 繊維走行の場合の伝熱係数の実験値を境界層理論より求めた理論値と比較した。繊維と任意の角をなす強制対流空気流の場合の Nu を、垂直流および平行流の Nu 実験式に等価ベクトル加算法あるいは等価加算法を適用して求め、いずれも実験値をは満足することを認めた。これらより、熔融紡糸あるいは乾式紡糸で問題となる、垂直流あるいは平行流に繊維走行同伴流および自然対流が重畳した場合の Nu を求める計算図を得た。

回転円弧抽出塔について(中村昭一・平塚精一, 化学工学, 30, 1003~1007 (1966)) 新しく試作した回転円弧抽出塔を回転円板塔と比較し、Pratt の特性速度式及びフラッディング関係式が両塔によく適用されることを知った。特性速度 Γ_N と、回転速度 N には次の関係式が成立した。

$$\text{回転円弧抽出塔 } \Gamma_N = 3.2 \times 10^{-3} N^{1/2}$$

$$\text{回転円板塔 } \Gamma_N = 4.1 \times 10^{-3} N^{1/2}$$

また、Benzene-Acetone-Water 系の実験より回転円弧抽出塔は同一回転速度において回転円板塔より高い物質移動定数を示した。

多孔質体の有効拡散係数について(河添邦太郎・杉山衣世子・福田義民, 化学工学, 30, 1007~1012 (1966)) 市販の活性炭について $^{85}\text{Kr}-\text{N}_2$ 系を用い、 ^{85}Kr の定常拡散速度を測定した。また上記の多孔質体のミクロ細孔率およびマクロ細孔率を吸着法および水銀圧入法により測定した。有効拡散係数の実測値は random pore モデルから予想される値と若干異なる。活性炭やモレキュラーシーブのような bidisperse の細孔分布を有するものの有効拡散係数はマクロ孔に基づき、parallel pore モデルによって推算するのが適当と結論された。

重力および遠心力場における不定形粒子層の残留平衡含水率(山口賢治・井上一郎, 化学工学, 30, 1013~1019 (1966)) 湿潤粒子層はその含水率分布から飽和域、転移域および低湿分域の3域に分けられる。ここでは重力および遠心力場における低湿分域の残留含水率を測定し、次の結論を得た。1) 表面付着液の含有率は粒子の比表面積に比例し、重力および遠心力場ではその液層の厚さは粒子の大きさにあまり関係なく、ほぼ一定とみなされる。2) 粒子の接点に懸垂する液の含有率は低キャピラリ数領域では近似的に一定であるが、ある臨界値を越えるとキャピラリ数の増加につれて急激に減少する。

振動による粉体の密充填機構(吉田哲夫・向坂保雄, 化学工学, 30, 1019~1025 (1966)) 粉体を容器に充填し、これに正弦波振動を与えた場合、この層がどのような挙動を示すかを理論的に解析し、これからのような付加振動が粉体の密充填に有効かを考察した。とくに粒子径の比較的小さい粉体の密充填においては、粉体層の跳躍運動によって層内に生ずる空気流が、その層の流動開始速度以上の流速となるような振動を与えたときにはもはや密充填され得ないことを見出した。

連続攪拌槽のモデルに関する一考察(高松武一郎・沢田達郎, 化学工学, 30, 1025~1032 (1966)) 最近、ブロック線図による数学的モデルが攪拌反応槽に用いられている。最も適切な簡単なモデルを作るためにわれわれは低レイノルズ数から高レイノルズ数までの流動を観測し、完全混合、押し流れ、短絡、死空間、固体的回転渦の結合によってモデルを表示した。われわれは、そのモデルがモデルによって計算した滞留時間分布曲線と実験結果とそれとを比較することによって合理的であるかどうかを調べた。

攪拌式多段移動層における粒子移動特性(東捻節治・樋口鉄一・田村精司・大竹伝雄, 化学工学, 30, 1033~1038 (1966)) 多段攪拌槽にて、移動粒子の滞留量および完全混合の操作条件をうるために二つの実験操作がなされた。

粒子滞留量は段間の供給管内粒子流速に大きく依存する。Fig. 5 に示す流動モデルを適用して、滞留量の算出式として式(8)を導出した。これからの計算値は Fig. 4 に示すように実験値と良好な一致を示した。

一方、粒子混合において、粒子流速が大で、回転速度が低くなるとき、完全混合状態からの偏向が増大した。完全混合からの偏倚尺度を式(18)で定義し、 $1/F(\tau)$ 線図を用いて系の実測曲線と理論曲線の面積比として算出した。系の完全混合条件を与える操作因子の関係を式(20)で示した。

触媒管における組成ならびに温度分布の解析的解法(東捻節治・大竹伝雄, 化学工学, 30, 1038~1043 (1966)) 触媒反応管において組成・温度分布を予知するために、反応速度を組成・温度について線形化する近似解法を提出した。線形化の手段として二つの方法を採用した。

第一法は層内の平均組成・温度を用いて反応速度を線形速度式に近似する方法である。第二法は、推定精度をより高めるために、層高を数個の区間に分割し、各区間の入口組成・温度にもとづく反応速度を用いて層内の組成、温度を推定する方法である。

これらの方法による計算値を SO_2 酸化および MnCO_3 粒子熱分解における実測値と比較した。その結果、平均組成・温度にもとづく線形速度式が反応速度を良好に近似するときには、第一法は組成・温度の推定に十分な精度をもち、一方第二法は計算手順が第一法に比べてやや複雑となるが、数値計算法による推定精度とは異なることを確かめた。