

論 文

噴流水による固体円板の冷却に関する実験的研究

菊池 淳*・玉井 豊*²・谷口 尚司*

只木 楨力*・前田 四郎*

Experimental Study on Cooling of a Disk by Impinging Jet of Water

Atsushi KIKUCHI, Yutaka TAMAI, Shoji TANIGUCHI,
Teiriki TADAKI, and Siro MAEDA

Synopsis :

An experimental study was made to discuss an unsteady heat transfer composed of two steps of the conduction in a disk and the forced convection between an impinging jet of water and the disk.

Temperature changes with time at two points in the disk depended upon its dimensions, diameter of a cylindrical nozzle and average velocity of water in the nozzle. The heat flux in the vertical direction at the interface between the fluid and the disk depended upon the local radius of the disk.

These experimental results were expressed by a heat-transfer model combined with the steady convection and the unsteady conduction. An empirical equation of the heat-transfer coefficient based on the model was presented. However, further study of the steady convection is necessary, because the heat-transfer mechanism under the experimental conditions was not clarified.

1. 緒 言

2. 実験方法

噴流水による鋼板の強制冷却は連続鋳造や圧延などのプロセスにおいてみられる重要な操作で、したがってその冷却機構に関する知見を得ることはプロセス解析の上で必要であるのみならず、冷却に付随して生ずる熱応力、材質の変動などを考察する¹⁾上でも是非必要である。

しかし、噴流水による固体の冷却に関する基礎的研究は多くなされている²⁾³⁾ものの、その現象はいまだ十分解明されていない。すなわち、現象が比較的単純と考えられる対流伝熱域の場合[†]でも、液体側の定常熱移動については研究がなされているが⁴⁾、非定常熱移動についてはなされていないし、また液体内と固体内の非定常熱移動を同時に考慮して解析した研究もみあたらない。

そこで、本研究では対流伝熱域における噴流水-固体円板間の非定常熱移動現象を実験的に考察することを目的とした。

Fig. 1 に用いた実験装置の概略を示した。

まず、上面を研磨した軟鋼 (0.25% C, 0.24% Si, 0.49% Mn) 円板① (半径 r_0 , 厚さ z_0) を真空容器②内に入れ、それをヒータ③で加熱する。円板が所定の温度 θ_0

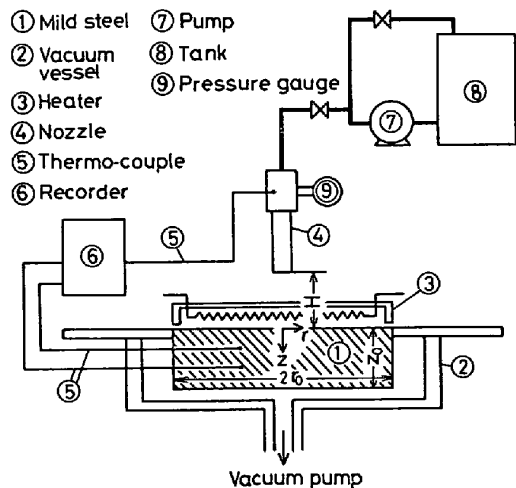


Fig. 1. Schematic diagram of experimental apparatus.

† 噴流水による高温固体の冷却現象は対流伝熱、核沸騰、遷移沸騰および膜沸騰の各領域でことなる。

昭和 53 年 10 月本会講演大会にて発表 昭和 56 年 9 月 16 日受付 (Received Sep. 16, 1981)

* 東北大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Tohoku University Aza-Aoba Aramaki Sendai 980)

*² 東北大学大学院 (現: (株)吾孺製鋼所) (Graduate School, Tohoku University, Now Azuma Steel Co., Ltd.)

($\approx 373\text{ K}$) になったのち、ヒータを除去し、一定流量の水(常温 θ_w の水道水)をノズル④(長さ 0.2 m)より円板表面に噴射し、円板を冷却させる。実験中、ノズル内の水温 θ_w および固体内¹²の温度 θ をテフロンで被覆した銅-コンスタンタン熱電対(直径 0.2 mm)により連続測定した。

噴流水-固体円板間の熱移動に関与すると考えられる因子としては、試料円板の大きさ(半径 r_0 , 厚さ z_0), 円板表面からノズル下端までの距離 H , ノズル内径 d およびノズル内の水の平均流速 v_0 などがあげられる。

そこで、これらの因子の影響をみるために、つぎに示すような種々の条件で実験をおこなった。

$$\begin{aligned} r_0 &= (5.0, 7.5) \times 10^{-2}\text{ m}, \\ z_0 &= (1.5, 3.0, 5.0) \times 10^{-2}\text{ m}, \\ H &= (5.0, 10.0, 15.0) \times 10^{-2}\text{ m}, \\ d &= (0.4, 0.8, 1.3) \times 10^{-2}\text{ m}, \\ v_0 &= 2.7 \sim 15.9\text{ m/s}. \end{aligned}$$

3. 実験結果

まず、固体内の各測温点 (r, z) における温度の経時変化の1例を Fig. 2 に示した。熱は固体側から流体側に移行するので、測温点の半径 r が同一の場合は円板表面に近い程温度が低くなっている。また z が同一の場合は円板中心 ($r=0$) に近い程温度が低くなっており、固体内では $(-z)$ 方向のみならず、 $(-r)$ 方向にも熱が移行しているのがわかる。

以下、各種因子を変化させた場合について得られた結果を示す。

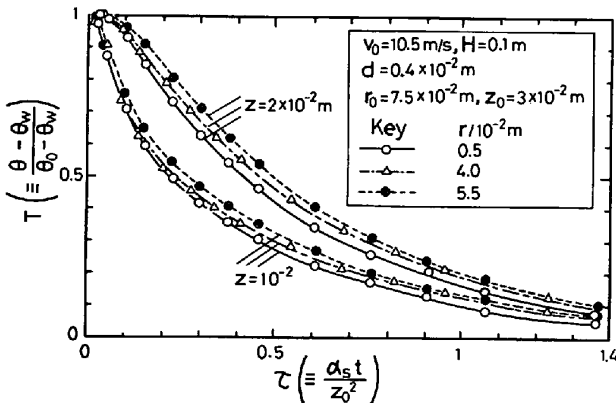


Fig. 2. Temperature changes with time at different points in a disk.

¹² 試料の側面にあけた直径 2 mm の孔に熱電対を挿入し、その先端を試料に点着させた。また孔の空隙部には鉄粉を充填した。測温は1個の試料につき厚み方向に2個所でおこない、その位置 (r, z) を Fig. 2~10 に示した。たとえば Fig. 2 は3個の試料で得られた結果をまとめて示したものである。

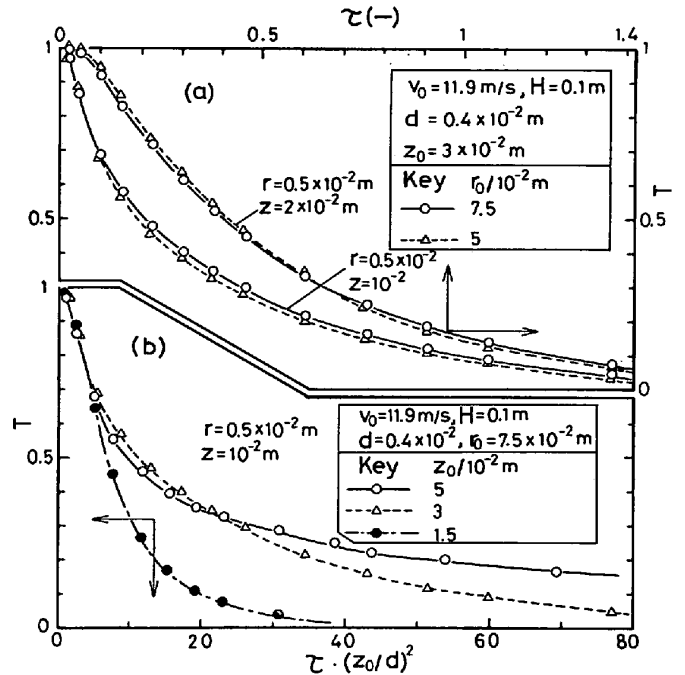


Fig. 3. Temperature changes with time for disks with different dimensions.

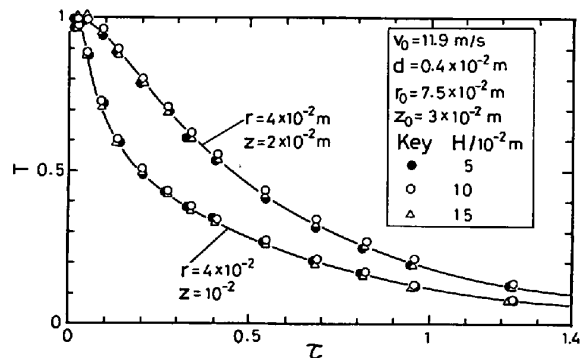


Fig. 4. Temperature changes with time for different distances from tip of a nozzle to a disk.

3.1 円板半径 r_0 および円板厚さ z_0

r_0 および z_0 を変えた場合に得られた固体内温度の経時変化を Fig. 3 に示した。図より、 $r_0 = 0.05$ と 0.075 m の両者の経時変化にはあまり差異はみとめられないが (Fig. 3(a)), $z_0 = (1.5 \sim 5.0) \times 10^{-2}\text{ m}$ と z_0 を大きく変化させると、時間の大きいところで経時変化が z_0 でことなってくるのがみとめられる (Fig. 3(b)).

3.2 円板上面からノズル下端までの距離 H

H を3種かえた場合に得られた結果を Fig. 4 に示した。図より、 $H = (5 \sim 15) \times 10^{-2}\text{ m}$ では経時変化は H には無関係であることが分かる。

平田ら⁴⁾の研究によると、 H は重力による加速を考慮した衝突時噴流速度 $v_s (v_s = v_0(1 + \xi)^{1/2}; \xi = 2gH/v_0^2)$ に関係する因子であるが、Fig. 4 の条件下では $\xi =$

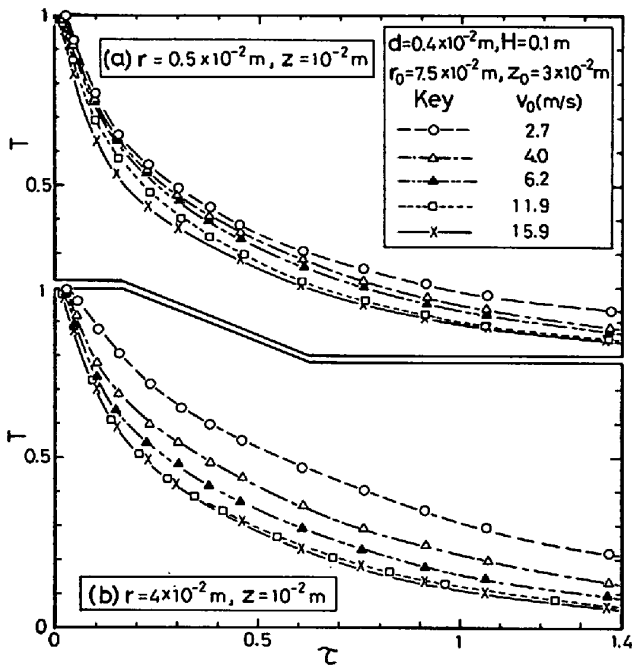


Fig. 5. Temperature changes with time for different velocities in a nozzle.

0.007~0.02 で $v_s \approx v_0$ となっており^{†3}, そのため Fig. 4 の結果は H ではかわらなかつたものと思われる.

3.3 ノズル内の水の平均流速 v_0

v_0 を各種かえた場合に得られた結果を Fig. 5 に示した. 図より, いずれの半径 r の位置においても v_0 が大になるにつれて温度が低くなつており, 熱移動過程に対流伝熱過程が関与しているのがわかる. また r が大の方が小の方よりも v_0 の影響が大きく, 対流伝熱過程の寄与が r でことなつていこともわかる.

なお, Fig. 5 の $v_0 < 5.5$ m/s の条件では, 試料円板上に跳水現象^{†4}がみとめられた. 跳水半径は $v_0 = 2.7$ および 4.0 m/s ではそれぞれ 4.4×10^{-2} および 5.8×10^{-2} m であつた.

3.4 ノズル内径 d

ノズル内径 d は熱移動現象に関係のある無次元数であるレイノズル数 $Re (\equiv d v_0 / \nu)$, ヌッセלט数 $Nu (\equiv h_r d / \lambda)$ を規定する因子の1つであるのみならず, 淀み点近傍の領域の大きさ, 衝突時噴流径 d_w などにも関係する因子で, その熱移動現象におよぼす影響はかなり複雑であると思われる.

いま, 1例として Re 一定の場合について d の影響をみてみると, Fig. 6 のようになり, いずれの r_0 の場合も d が小のほど温度が低くなる傾向がみとめられる.

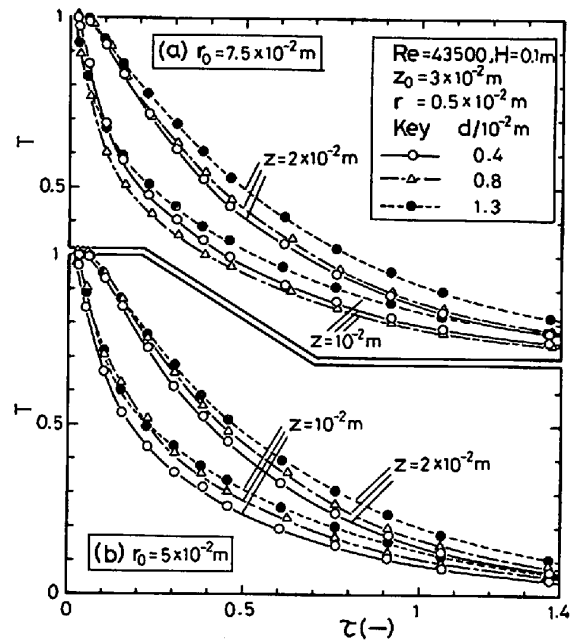


Fig. 6. Temperature changes with time for different diameters of a nozzle.

4. 考 察

以上, 固体内温度の経時変化を種々の条件で実測した.

その結果, 固体内温度の経時変化は円板の大きさ, ノズル内の水の平均流速およびノズル径でことなることが示された. さらに, 固体内では $(-z)$ 方向のみならず $(-r)$ 方向にも熱が移行し, また噴流水-円板界面における $(-z)$ 方向の熱流束は半径 r でことなることも示された.

これらの結果を考察するにあたり, 本報では対流伝熱特性が Eq. (1) で定義した伝熱係数 h_r であらわされるものと仮定し, Eq. (1) と固体内の非定常2次元熱伝導とを組み合わせたモデルを考えた.

$$-q_r|_{z=0} = h_r(\theta_s - \theta_w) \dots \dots \dots (1)$$

ここに, $-q_r|_{z=0}$, θ_s および θ_w はそれぞれ噴流水-円板間の界面における熱流束, 円板の表面温度およびノズル内水温である. θ_w は時間によらず一定であるが, θ_s は時間 t と半径 r でことなる.

また, 固体および水の諸物性値は温度によらず一定と仮定し, それらの値^{†5)}としては固体の場合は平均温度 $(\theta_0 + \theta_w)/2$ における値を, また水の場合は θ_w における値を用いた.

4.1 基礎式

上記の仮定および本実験条件下^{†5}では, 固体内温度に

^{†5} 円板の側面および底面が断熱で, また系は円柱軸対称である.

^{†3} 本報の実験条件では $\xi \leq 0.28$ である.

^{†4} よどみ点よりある半径 (筋水半径とよぶ) のところで液膜の厚さが急に大きくなる現象である.

関する基礎式および初期条件と境界条件はそれぞれ Eq. (2)~(4) で示される。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \alpha_s \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right] \dots\dots\dots (2)$$

$$t = 0 : \theta = \theta_0 \dots\dots\dots (3)$$

$$\left. \begin{aligned} r = 0, z = 0 \sim z_0 : \frac{\partial \theta}{\partial r} = 0 \dots\dots\dots (a) \\ r = r_0, z = 0 \sim z_0 : \frac{\partial \theta}{\partial r} = 0 \dots\dots\dots (b) \\ z = z_0, r = 0 \sim r_0 : \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (c) \\ z = 0, r = 0 \sim r_0 : \lambda_s \frac{\partial \theta}{\partial z} = h_r (\theta - \theta_w) \dots\dots\dots (d) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

以上の諸式を無次元化すると, Eq. (5)~(7) を得る。

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial T}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} \dots\dots\dots (5)$$

$$\tau = 0 : T = 1 \dots\dots\dots (6)$$

$$\left. \begin{aligned} R = 0, Z = 0 \sim 1 : \frac{\partial T}{\partial R} = 0 \dots\dots\dots (a) \\ R = R_0, Z = 0 \sim 1 : \frac{\partial T}{\partial R} = 0 \dots\dots\dots (b) \\ Z = 1, R = 0 \sim R_0 : \frac{\partial T}{\partial Z} = 0 \dots\dots\dots (c) \\ Z = 0, R = 0 \sim R_0 : \frac{\partial T}{\partial Z} = N_{\lambda_0} T \dots\dots\dots (d) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

本報では, 後述のように, Eq. (7)-(d) の $N_{\lambda_0} (\equiv h_r z_0 / \lambda_s)$ を仮定して, 温度 T の数値解を求めた。その解法としては explicit 法を用い, また, $\Delta \tau = 0.15 \times 10^{-3}$, $\Delta R = 0.0833$, $\Delta Z = 0.033$ ($R_0 = 1.67, 2.5$); $\Delta R = 0.1667$, $\Delta Z = 0.063$ ($R_0 = 5.0$); $\Delta R = 0.05$, $\Delta Z = 0.02$ ($R_0 = 1.5$), とした。計算は東北大学大型計算機センタ ACOS シリーズ 77 NEAC システム 700 によつた。

4.2 平田らの式による検討

平田ら⁴⁾は噴流水-固体円板間の対流伝熱を定常状態でかつ等熱流束の条件で検討し, $Re = (0.2 \sim 5.0) \times 10^4$ の場合に適用される伝熱係数 h_{rH} の半理論式 Eq. (8) を得ている。

$0 \leq r \leq d$ (淀み点近傍の領域) :

$$\frac{h_{rH} d}{\lambda} = 0.763 \left(\frac{v_s d}{\nu} \right)^{0.5} \cdot Pr^{0.4} \left(\equiv \frac{h_{rH}^0 d}{\lambda} \right) \dots\dots\dots (a)$$

$d \leq r \leq r_0^H (= 5d)$:

$$\frac{h_{rH} d}{\lambda} = \frac{h_{rH}^0 d}{\lambda} \cdot \left(\frac{r}{d} \right)^{-0.5} \dots\dots\dots (b)$$

$$\dots\dots\dots (8)$$

本実験条件と平田らのそれとはことなるが, Eq. (4)-

(d) の h_r として, Eq. (8) の h_{rH} を用いて温度 T の計算値^{†6}を求め, それと実測値とを比較してみた。その結果を Fig. 7~9 に示した^{†7}。

Fig. 7 は $R_0 = 1.67$, $Re = 43500$ の場合であるが, 図より明らかなように, T の計算値は実測値より幾分低いものの, 実測値の傾向をかなりよくあらわしている。このことは $R_0 = 2.5$, $Re = 38000$ の場合も同様である (Fig. 8(a), Fig. 9(a))。

しかし, $R_0 = 2.5$ で Re が低くなると, 計算値と実測値との差異はしだいに大きくなり, $Re = 9700, 9800$ では計算値と実測値とはかなり異なる (Fig. 8(c), Fig. 9(c))。

4.3 本実験条件下の伝熱係数

本実験条件下の伝熱係数を求めるために, Eq. (8) を参照して, Eq. (7)-(d) の N_{λ} として, Eq. (9) を仮定してみた。

$$0 \leq R \leq D (= d/z_0) :$$

$$N_{\lambda} = \beta \left(\frac{\lambda}{\lambda_s} \right) \cdot D^{-1} \cdot Pr^{0.4} (\equiv N_{\lambda_0}) \dots\dots\dots (a)$$

$$D \leq R < R_0$$

$$N_{\lambda} = N_{\lambda_0} \cdot \left(\frac{R}{D} \right)^{-0.5} \dots\dots\dots (b)$$

Eq. (9)-(a) は $\beta = 0.763 (v_s d / \nu)^{0.5}$ とすると, Eq.

(8)-(a) と同一になる。

いま, 時間に無関係な N_{λ_0} を種々仮定して T の計算

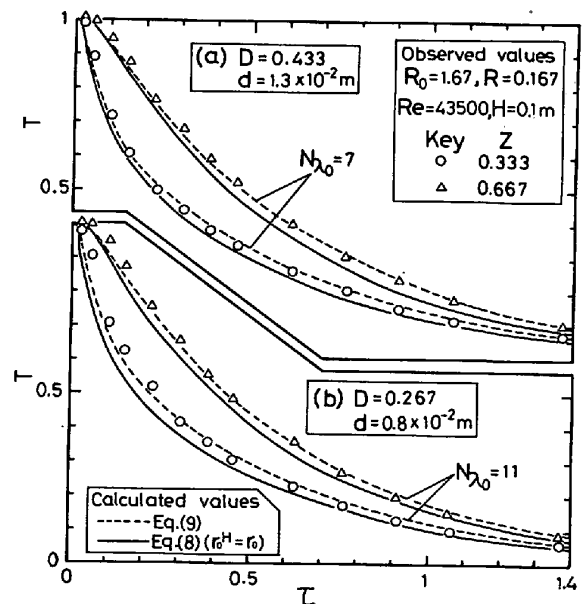


Fig. 7. Comparison of observed and calculated values of T ($R_0 = 1.67$, $R = 0.167$, $Re = 43500$).

†6 $r_0^H = r_0 (= 5 \sim 7.5) \times 10^{-2} m$ とした。

†7 Fig. 7 (a) は $r_0 < r_0^H$ の場合であるが, その他の図は $r_0 > r_0^H$ の場合である。

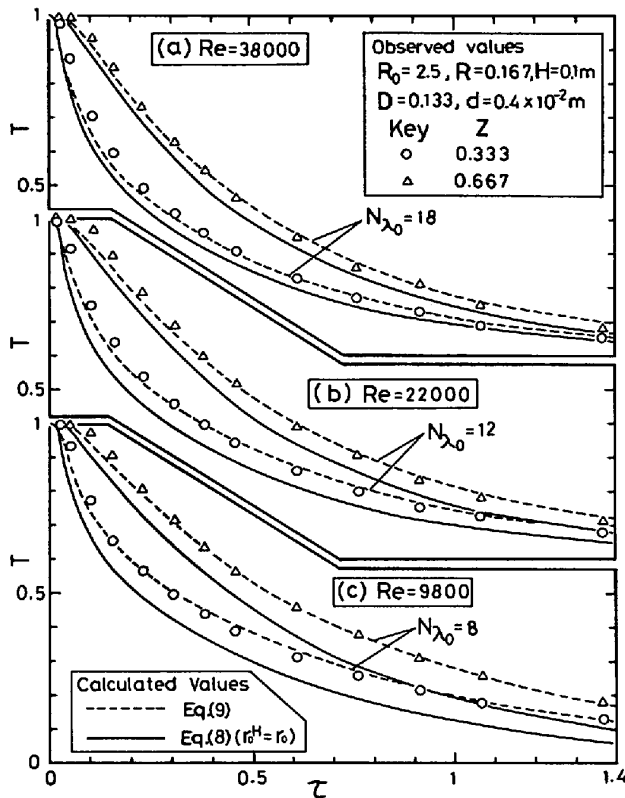


Fig. 8. Comparison of observed and calculated values of \$T\$ (\$R_0=2.5, R=0.167, Re=9 800 \sim 38 000\$).

値を求めたところ、いずれの場合も実測値とほぼ一致する計算値を求めることができた。その例を Fig. 7~9 に示した。

このように、時間に無関係な伝熱係数 \$h_r\$ を求めることができたが、これは固体内熱伝導の抵抗に比して対流伝熱の抵抗が小さく、そのため対流伝熱過程が擬定常状態とみなし得たためと思われる。しかし、この点を明確にするには、流体内および固体内の非定常熱移動を考慮した理論的解析が必要と考える。

Fig. 10 に種々の条件で得られた \$Nu_0 \cdot Pr^{-0.4} (=N_{\lambda_0} \cdot (\lambda_s/\lambda) \cdot D \cdot Pr^{-0.4})\$ と \$v_s d/\nu\$ との関係を示した。図より、\$Nu_0 \cdot Pr^{-0.4}\$ の実測値は \$v_s d/\nu\$ が低いところでは Eq. 8 (a) の計算値よりかなり小さいが、\$v_s d/\nu\$ が高くなるにつれて Eq. (8)-(a) の計算値に近づく傾向がある。また本実験の \$Re\$ 範囲 (\$0.9 \times 10^4 \sim 6 \times 10^4\$) では \$Nu_0 \cdot Pr^{-0.4}\$ は大略 Eq. (10) であらわされていることもわかる。

$$Nu_0 \cdot Pr^{-0.4} = 0.035 \left(\frac{v_s d}{\nu} \right)^{0.75} \dots\dots\dots (10)$$

以上のように、Eq. (10) と Eq. (8)-(a) とはことなるが、その主な理由は Eq. (8)-(b) を適用範囲外 (\$r_0 > r_0^H\$) に拡張したためと考えられる。しかし、この点を明確にするには今後 \$r_0 > r_0^H\$ の場合の定常対流伝熱を考察

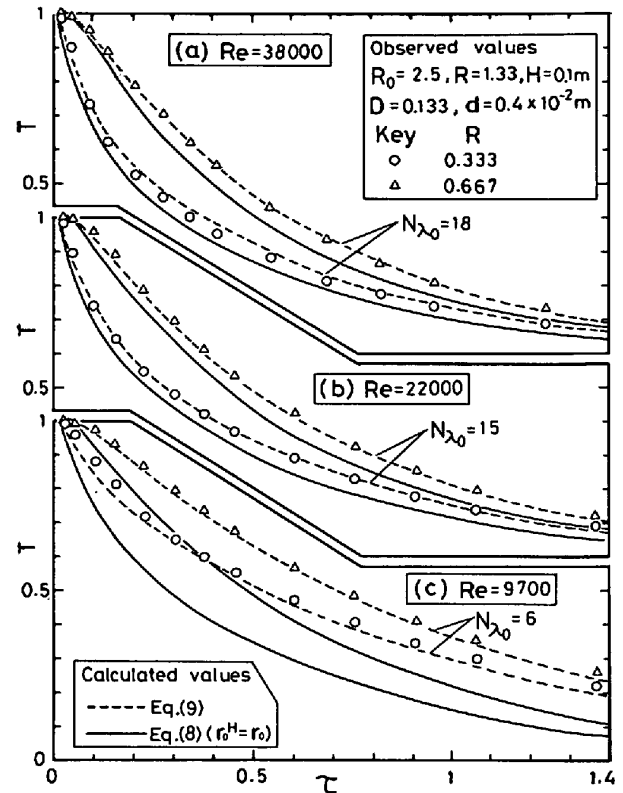


Fig. 9. Comparison of observed and calculated values of \$T\$ (\$R_0=2.5, R=1.33, Re=9 700 \sim 38 000\$).

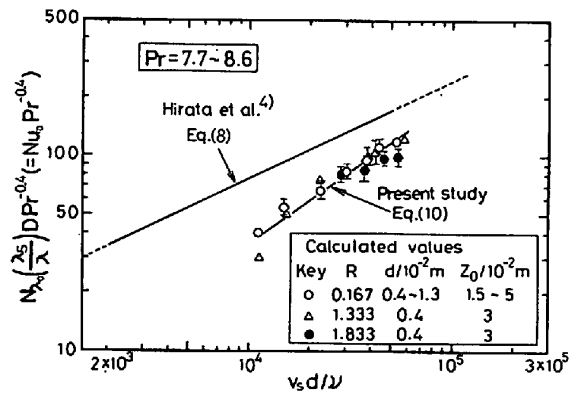


Fig. 10. Relation between \$Nu_0 \cdot Pr^{-0.4}\$ and \$v_s d/\nu\$.

する必要があると考える。

4. 結 言

対流伝熱域における噴流水-固体円板間の非定常熱移動に関する実験をおこない、その結果を熱移動モデル (Eq. (2)~(4)) で解析した。

実験結果および解析結果は次のように要約される。

- (1) 固体内温度の経時変化は円板の大きさ、ノズル内の水の平均流速およびノズル径でことなる。
- (2) 固体内では (\$-z\$) 方向のみならず (\$-r\$) 方向にも熱が移行し、また噴流水-円板界面における (\$-z\$) 方向の熱流束は半径でことなる。

(3) 平田らの式 (Eq. (8)) を参照して仮定した Eq. (9) を用いれば、モデルによる計算値と実測値とが一致するような伝熱係数が求められる。この伝熱係数は時間に無関係で、大略 Eq. (10) で与えられる。

(4) Eq. (10) の伝熱係数は平田らの式 (Eq. (8)-(a)) のそれより小さい。この相異の原因として、伝熱係数を求める際、Eq. (8) の関係を適用範囲外に拡張して用いたためと考えられた。しかし、この点については検討の余地が残された。

本研究は文部省科学研究費 (奨励(A), 54 年度) の補助により行われたものの一部である。記して謝意を表す。また、本研究に対し、吉岡英明氏 (現在、吉田工業(株)) の協力を得た。併せ謝意を表す。

記 号

c_{PL} : 水の比熱 [J/kg·K]
 D : d/z_0 [-]
 d : ノズル内径 [m]
 d_w : 衝突時噴流径 ($=d(1+\xi)^{-1/4}$) [m]
 g : 重力加速度 [m/s²]
 H : 円板表面からノズル下端までの距離 [m]
 h_r : 伝熱係数 (Eq. (1)) [J/m²·s·K]
 h_r^0 : 淀み点近傍の領域における伝熱係数 [J/m²·s·K]
 h_{rH} : 伝熱係数 (Eq. (8)) [J/m²·s·K]
 h_{rH}^0 : 淀み点近傍の領域における伝熱係数 (Eq. (8)) [J/m²·s·K]
 Nu : ヌッセルト数 ($\equiv h_r d / \lambda$) [-]
 Nu_0 : ヌッセルト数 ($\equiv h_r^0 d / \lambda$) [-]
 N_λ : $h_r z_0 / \lambda_s$ [-]
 N_{λ_0} : $h_r^0 z_0 / \lambda_s$ [-]
 Pr : プラントル数 ($\equiv c_{PL} \mu / \lambda$) [-]
 R : r/z_0 [-]
 R_0 : r_0/z_0 [-]

Re : レイノルズ数 ($\equiv d v_0 / \nu$) [-]
 r : 円板中心からの距離 [m]
 r_0 : 試料円板の半径 [m]
 r_0^H : $5d$ [m]
 T : $(\theta - \theta_w) / (\theta_0 - \theta_w)$ [-]
 t : 時間 [s]
 v_0 : ノズル内の水の平均速度 [m/s]
 v_s : 衝突時噴流速度 ($=v_0(1+\xi)^{1/2}$) [m/s]
 Z : z/z_0 [-]
 z : 円板表面から鉛直下方への距離 [m]
 z_0 : 円板の厚さ [m]
 ギリシャ文字
 α_s : 円板の熱拡散率 [m²/s]
 β : Eq. (9) の係数 [-]
 θ : 円板内の温度 [K]
 θ_0 : 円板の初期温度 [K]
 θ_s : 円板の表面温度 [K]
 θ_w : ノズル内の水温 [K]
 λ_s : 円板の熱伝導度 [J/m·s·K]
 λ : 水の熱伝導度 [J/m·s·K]
 μ : 水の粘度 [kg/m·s]
 ν : 水の運動粘度 [m²/s]
 τ : $\alpha_s t / z_0^2$ [-]
 ξ : $2gH / v_0^2$ [-]

文 献

- 1) 利岡靖雄: 第 35 回西山記念技術講座 (日本鉄鋼協会編) (1975), p. 67
- 2) 平田 賢: 第 35 回西山記念技術講座 (日本鉄鋼協会編) (1975), p. 45
- 3) 三塚正志: 第 35 回西山記念技術講座 (日本鉄鋼協会編) (1975), p. 99
- 4) 平田 賢, 森田 茂: 日本機械学会論文集, (第 2 部), 42 (1976), p. 236
- 5) 化学便覧 (日本化学会編) (1958) [丸善]
- 6) 鉄鋼熱計算用数値, (日本学術振興会, 日本鉄鋼協会編) (1966) [日刊工業新聞社]