

## 論 文

## 噴流水による固体円板の冷却に関する理論的研究

谷口 尚司\*・菊池 淳\*・只木 楨力\*

## A Theoretical Study of the Cooling of a Disk by an Impinging Jet of Water

Shoji TANIGUCHI, Atsushi KIKUCHI, and Teiriki TADAKI

## Synopsis :

Theoretical studies were made to discuss the mechanism of unsteady heat transfer in the system used in the previous experiments, in which a disk of mild steel is cooled at 373K by an impinging jet of water.

Four models were discussed concerning the convective heat transfer in the liquid, those of which are unsteady-state model (A), quasi-steady-state model (B), steady-state and constant heat flux model (C) or constant wall temperature model (D).

First, distributions of temperatures in the fluid and solid, local heat fluxes and local Nusselt numbers at the fluid-solid interface were computed by model A and B. It was found that the results of model A were consistent with those of model B except initial stage of cooling, and that the calculated temperatures in the solid were consistent with observed ones.

Secondly, distributions of temperatures in the solid were computed by model C and D. Model C showed a suitable agreement with calculated ones by model A and B, and observed ones, while model D showed lower temperature than observed ones. From these results, it seemed sufficient to use model C for estimation of temperature in the solid.

## 1. 結 言

著者らは噴流水による固体円板の冷却に関する研究の一環として、これまで噴流水-固体円板間の対流伝熱と固体内熱伝導の二つの過程からなる非定常熱移動現象を実験的に検討し<sup>1)</sup>、また噴流水-固体円板間の定常対流伝熱を理論的、実験的に検討した<sup>2)</sup>。

本報では前報<sup>1)</sup>の条件下の熱移動現象を理論的に検討することを目的とした。

## 2. 伝熱モデルおよび計算方法

Fig. 1 に前報<sup>1)</sup>で用いた実験系の概略を示した。真空容器内で所定温度  $\theta_0$  ( $\approx 373\text{K}$ ) に保持した固体円板の表面に円柱ノズルより常温  $\theta_w$  の水を噴射して固体円板を冷却し、その場合の固体内温度の経時変化を測定した。

その実験条件は以下のとおりである：

固体円板の半径  $r_0 = 0.05, 0.075\text{ m}$ ；固体円板の厚さ  $z_0 = (1.5 \sim 5.0) \times 10^{-2}\text{ m}$ ；ノズル下端から固体円板表面までの距離  $H = (5 \sim 15) \times 10^{-2}\text{ m}$ ；ノズル内径  $d = (0.4 \sim 1.3) \times 10^{-2}\text{ m}$ ；ノズル内の水の平均速度  $v_0 = 2.7$

$\sim 15.9\text{ m/s}$ 。

以上の条件下の熱移動現象を理論的に考察するにあたり、固体円板上の液膜内の流れは前報<sup>2)</sup>と同様層流境界層内の定常流で、また境界層内の熱移動は半径方向の熱伝導を無視した対流伝熱で近似しようと仮定した。一方固体内熱移動も前報<sup>1)</sup>と同様、非定常2次元 ( $r, z$ ) 熱

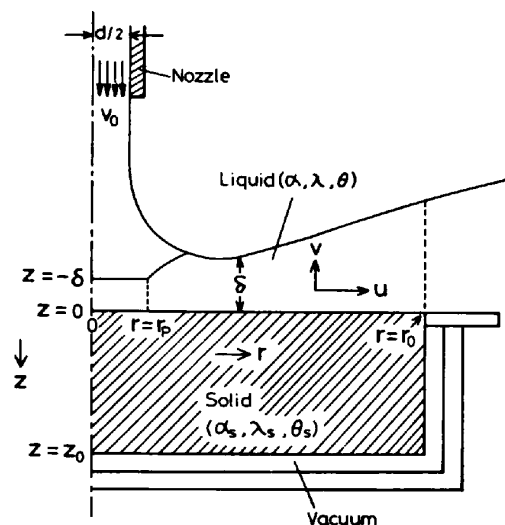


Fig. 1. Experimental system for heat transfer<sup>1)</sup>.

昭和 53 年 10 月本会講演大会にて発表 昭和 57 年 2 月 1 日受付 (Received Feb. 1, 1982)

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

伝導とみなした。また流体および固体の物性値も前報<sup>1)</sup>

<sup>2)</sup>と同様一定とみなした。

本報では、非定常対流伝熱および前報<sup>1)</sup>で用いた定常下の等熱流束モデルなどを検討するために、以下に示すような種々の対流伝熱モデルを用いた。

### 2.1 伝熱モデル

#### (1) 非定常対流伝熱モデル (モデルA)

本報では前述のごとく、流体の流れを定常としたので、流体側の非定常熱移動を考慮して系内熱移動を考察するには流体および固体側の初期状態をモデル化する必要がある。本報では、流体および固体側の初期状態としてそれぞれ  $\theta_w$  および  $\theta_0$  の仮想的な状態を考えた<sup>†</sup>。これを非定常対流伝熱モデル (モデルA) と呼ぶ。

このモデルによる系内熱移動の基礎式、初期条件および境界条件は以下の諸式で与えられる。

固体側

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

$$t=0 : \theta_s = \theta_0 \dots\dots\dots (2)$$

$$\left. \begin{aligned} r=r_0, z=0 \sim z_0 : \partial \theta_s / \partial r = 0 \\ r=0, z=0 \sim z_0 : \partial \theta_s / \partial r = 0 \\ z=z_0, r=0 \sim r_0 : \partial \theta_s / \partial z = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

流体-円板間界面

$$z=0, r=0 \sim r_0 \quad \lambda \partial \theta / \partial z = \lambda_s \partial \theta_s / \partial z, \theta = \theta_s \dots\dots\dots (4)$$

流体側

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial r} + v \frac{\partial \theta}{\partial z} = \alpha \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \dots\dots\dots (5)$$

$$t=0 : \theta = \theta_w \dots\dots\dots (6)$$

$$\left. \begin{aligned} z=-\delta, r=0 \sim r_p : \theta = \theta_w \\ z=-\delta, r=r_p \sim r_0 : \partial \theta / \partial z = 0 \\ r=0, z=-\delta \sim 0 : \partial \theta / \partial r = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

以上の諸式をつぎのように無次元化した。

$$\frac{\partial T_s}{\partial \tau} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial T_s}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 T_s}{\partial Z^2} \dots\dots\dots (8)$$

$$\tau=0 : T_s = 1 \dots\dots\dots (9)$$

$$\left. \begin{aligned} R=R_0, Z=0 \sim Z_0 : \partial T_s / \partial R = 0 \\ R=0, Z=0 \sim Z_0 : \partial T_s / \partial R = 0 \\ Z=Z_0, R=0 \sim R_0 : \partial T_s / \partial Z = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

$$Z=0, \eta=0, R=0 \sim R_0 : \quad \partial T / \partial \eta = (J / \lambda_R) \partial T_s / \partial Z, T = T_s \dots\dots\dots (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \tau} + Pe \cdot \alpha_R \left[ U \frac{\partial T}{\partial R} + \frac{1}{J} \left( V - \eta U \frac{dJ}{dR} \right) \frac{\partial T}{\partial \eta} \right] \\ = \frac{\alpha_R}{J^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

<sup>†</sup> 時間  $t < 0$  で固体および流体側は温度  $\theta_w$  に保たれており、 $t=0$  で急に固体側の温度を  $\theta_0$  に変化させたことに相当する。

$$\tau=0 : T=0 \dots\dots\dots (13)$$

$$\left. \begin{aligned} \eta = -1, R=0 \sim R_p : T=0 \\ \eta = -1, R=R_p \sim R_0 : \partial T / \partial \eta = 0 \\ R=0, \eta = -1 \sim 0 : \partial T / \partial R = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

#### (2) 擬定常対流伝熱モデル (モデルB)

固体円板の冷却にともない、流体の温度も時間で変化するが、任意の時間において対流伝熱過程が定常であるとする仮想的な状態をつぎに考えた。これを擬定常対流伝熱モデル (モデルB) と呼ぶ。

このモデルでは Eq. (1)~(4)のほかにも、Eq. (15), Eq. (7) および Eq. (16) が用いられる。

$$u \frac{\partial \theta}{\partial r} + v \frac{\partial \theta}{\partial z} = \alpha \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \dots\dots\dots (15)$$

$$t=0 : \theta = f(r, z) \dots\dots\dots (16)$$

Eq. (16) の初期温度分布  $f(r, z)$  は Eq. (15) を Eq. (7) および  $f(r, 0) = \theta_0$  の条件で解いた解 (数値解) を用いた。

このモデルの諸式をモデルAと同様無次元化した (つぎに示すモデルC, Dの場合も同様である)。

#### (3) 等熱流束モデル (モデルC) および等温壁モデル (モデルD)

等熱流束モデル (モデルC) は Eq. (17) の対流伝熱係数  $h_r$  として、界面における熱流束が一定の場合の定常対流伝熱係数を仮定するもので、これは前報<sup>1)2)</sup>の結果から類推した。

$$z=0, r=0 \sim r_0 : \lambda_s \frac{\partial \theta_s}{\partial z} = h_r (\theta_s - \theta_w) \dots\dots\dots (17)$$

また比較のために、前報<sup>2)</sup>と同様、等温壁モデル (モデルD) (Eq. (17) の  $h_r$  として界面温度一定の場合の定常対流伝熱係数を仮定するモデル) についても計算を行った。

これらのモデルでは Eq. (1)~(3) および Eq. (17) が用いられる。

なお、Eq. (17) の  $h_r$  は流体側の定常温度分布の解 (Eq. (15), Eq. (7), Eq. (18)) と Eq. (19) で求められるので<sup>2)</sup>,  $h_r$  は固体側の条件には無関係に定まる。したがって、これらのモデルでは流体-円板間界面における熱の連続条件 (Eq. (4)) は一般には成立しない。

$$\left. \begin{aligned} z=0, r=0 \sim r_0 : \\ \lambda \cdot \partial \theta / \partial z = \text{const. (Model C)} \\ \text{or} \\ \theta = \text{const. (Model D)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

$$z=0, r=0 \sim r_0 : \lambda \cdot \partial \theta / \partial z - h_r (\theta - \theta_w) \dots\dots\dots (19)$$

2.2 計算方法

いずれのモデルの場合も固体側の温度の数値解は前報<sup>1)</sup>と同様、explicit法で求めた。流体側の温度の数値解はモデルAの場合はUDS-ADI<sup>3)</sup>法により、モデルBの場合は前報<sup>2)</sup>と同様、UDS-SOR法により求めた。流体の速度分布としては前報<sup>2)</sup>で得た近似解<sup>4)</sup>を用いた。

また、モデルA、Bの場合について、Eq. (20)-(a)およびEq. (21)-(a)でそれぞれ定義した無次元局所伝熱速度 $Q$ および局所ヌッセルト数 $Nu$ も求めた。

$$\left. \begin{aligned}
 Q &\equiv \frac{-q_r|_{z=0}}{(\lambda/r_s)(\theta_0 - \theta_w)} \dots\dots\dots (a) \\
 -q_r|_{z=0} &= \lambda \frac{\partial \theta}{\partial z}|_{z=0} \dots\dots\dots (b) \\
 Nu &\equiv \frac{h_r r_s}{\lambda} \dots\dots\dots (a) \\
 -q_r|_{z=0} &\equiv h_r(\theta - \theta_w) \dots\dots\dots (b)
 \end{aligned} \right\} \dots\dots (20)$$

Eq. (20)-(b)における $\lambda(\partial\theta/\partial z)|_{z=0}$ は $\theta$ を $z$ の2次式で近似して求めた。

格子間隔などの条件は以下のとおりである：

モデルA

$$\begin{aligned}
 \Delta R &= 0.625(R=0\sim 7.5), 1.25(R=7.5\sim R_0); \\
 \Delta \eta &= 0.05; \Delta Z = 0.5; \\
 \Delta \tau &= 10^{-4}(\tau=0\sim 0.1), \Delta \tau_k = 1.002 \Delta \tau_{k-1} \\
 (\Delta \tau_1 &= 10^{-4}, \tau=0.1\sim 5), \Delta \tau = 0.01(\tau=5\sim 320).
 \end{aligned}$$

モデルB

$$\Delta \tau = 0.01, \text{その他はモデルAと同様である。}$$

モデルC

$$\begin{aligned}
 \Delta \tau &= 0.04(d=0.4, 0.8), 0.08(d=1.3); \\
 \Delta Z &= 0.5(d=0.4, 0.8), 0.154(d=1.3); \\
 \Delta R &= \begin{cases} 0.625(R=0\sim 7.5, d=0.4, 0.8) \\ 1.25(R=7.5\sim R_0, d=0.4, 0.8) \\ 0.3(R=0\sim 7.5, d=1.3) \\ 0.45(R=7.5\sim R_0, d=1.3) \end{cases}
 \end{aligned}$$

モデルD

$$\Delta \tau = 0.04, \text{その他はモデルCと同様である。}$$

なお、計算には東北大学大型計算機センタ ACOS シリーズ 77 NEAC システム 900 を用いた。

3. 計算結果および考察

まず、 $Re_s=11000, R_0=37.5, Z_0=15, Pr=8.1$  の場合について、温度分布、局所伝熱速度および局所伝熱係数の計算値を示し、ついで固体内温度の経時変化に関する前報<sup>1)</sup>の実験結果と本報の計算結果とを比較する。

3.1 モデルAおよびモデルBの場合

(1) 流体内および固体内の温度分布

<sup>†2</sup> 固体円板表面の液膜の流れを層流境界層流れと仮定し、境界層方程式を近似的に解くことにより  $u, v$  および  $\delta$  の解を求めた。

冷却時間<sup>†3</sup>  $\tau=0.1, 1, 10, 100$  における系内温度分布の計算値を Fig. 2 に示した。

まず、モデルA (非定常対流伝熱モデル) の結果についてみる。

Fig. 2-(a) より、 $\tau=0.1$  の時間では固体は温度  $T=0$  の噴流水によつてはほとんど冷却されておらず、流体-固体間の界面近傍でも固体の温度は初期温度 ( $T_s=1$ ) に近い。しかし、固体円板上の流体の温度は初期温度 ( $T=0$ ) とはことなり、界面で  $T=1$  に近く、液膜上部にいくにつれて  $T \rightarrow 0$  となる温度分布となつている。また等温線は淀み点近傍の領域<sup>†4</sup>では密でR軸に平行であるが、 $R$ が大になると疎になるとともに右上がりになつている。しかし、さらに $R$ が大になると、その等温線は逆に右下がりになつている。この等温線が右上がりから右下がりに移行する $R$ の位置は液膜上部では約30に近いが、液膜下部になるにつれて30より小さくなる傾向がある。

時間が経過して  $\tau=1$  になると (Fig. 2-(b)), 界面近傍 ( $Z \approx 0$ ) の固体の温度が  $R=0$  の方から低下するのがみとめられるようになる。しかし、固体下部の温度はまだ初期温度 ( $T_s=1$ ) となつている。一方、流体側ではその等温線は  $\tau=0.1$  の場合とことなり、 $R=R_0$  の近傍でも右上がりになつている。

時間がさらに経過して、 $\tau=10\sim 100$  となると (Fig. 2-(c), (d)), 界面温度はもちろん、固体下部の温度も低下してくる。

この固体内の温度は  $R=0$  近傍の領域では  $R$  によつてあまり変化していないが、その領域の外では  $R$  で変化しているのがみとめられる。一方、流体側の温度は固体の温度の低下とともに全体的に低下してくるが、その等温線の傾向は  $\tau=1$  の場合のそれと類似である。

つぎに、モデルBの計算結果についてみると、固体内の温度分布の計算値はいずれの時間においてもモデルAのそれと同じである (Fig. 2(a)~(d))。流体側の温度分布の傾向はいずれの時間のときも類似で、 $R=R_0$  の近傍で等温線は右上がりとなつている。また  $\tau=0.1$  で  $R$  の大きいところを除けば温度分布の計算値はモデルAのそれと同一である (Fig. 2(a)~(d))。

(2) 局所伝熱速度

温度分布の計算値より、Eq. (20) で求めた局所伝熱速度 $Q$ と半径 $R$ との関係を時間 $\tau$ をパラメータとして

<sup>†3</sup>  $\tau=0.1\sim 100$  の無次元時間は 300K, 軟鋼の場合、 $t=0.03\sim 30s$  である。

<sup>†4</sup> 前報<sup>2)</sup>で示したように円板上の流れは4つの領域に分けられて論ぜられている。本計算条件の場合、領域I (淀み点近傍の領域)は  $R=0\sim 2$ , 領域IIは  $R=2\sim 8.32$ , 領域IIIは  $R=8.32\sim R_0$  で、またこの条件下の実験<sup>2)</sup>では  $R_0 < R_j$  であるので、領域IV ( $R < R_j$ )はない。

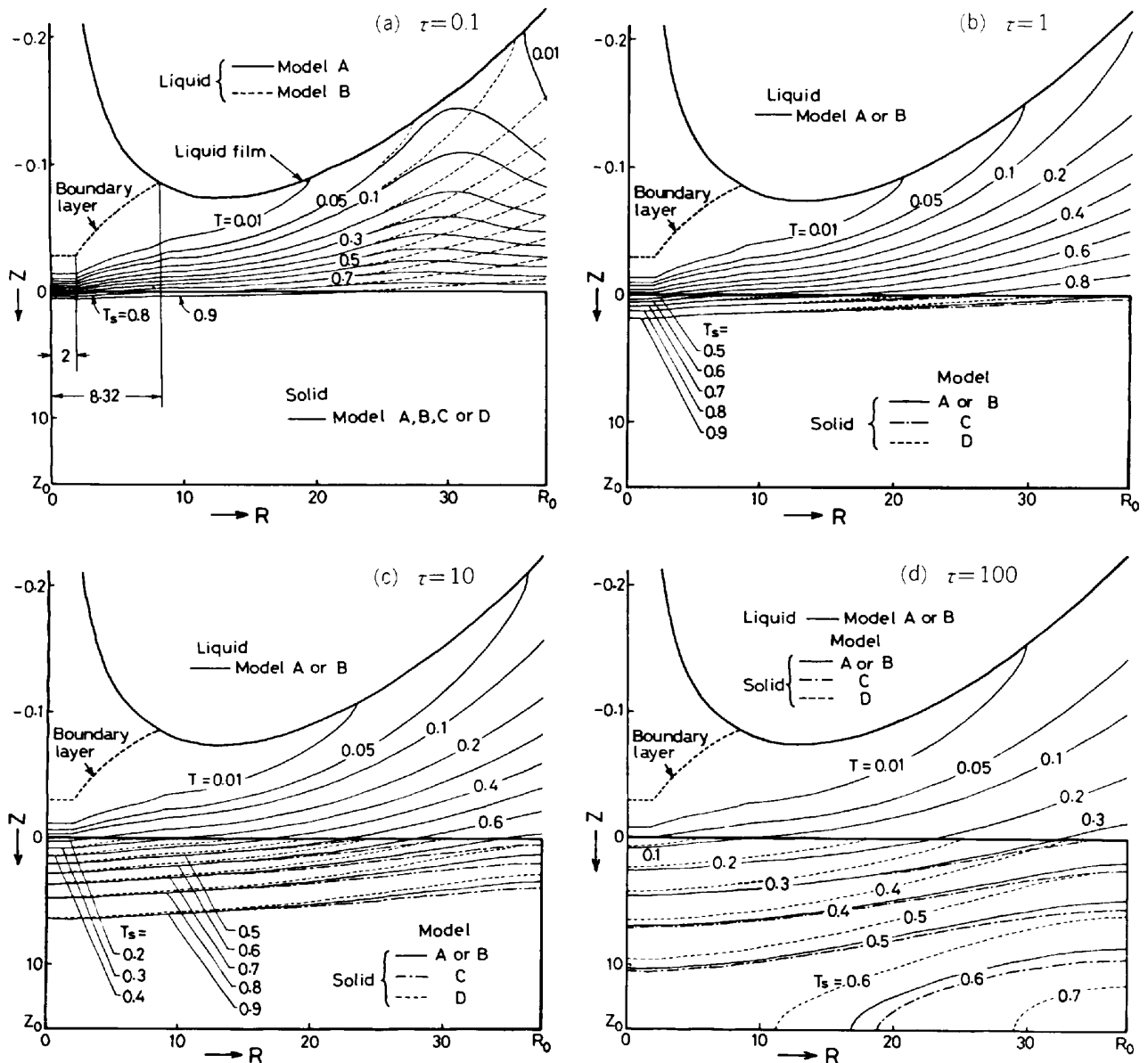


Fig. 2. Temperature profiles ( $Re_s=11000$ ,  $Pr=8.1$ ,  $R_0=37.5$ ,  $Z_0=15$ ).

Fig. 3 に示した。

まず、 $\tau=0.01$  の場合をみると、 $R < 5$  ではモデル A, B の  $Q$  に差異がなく、その  $Q$  は  $R=0 \sim 2$  (領域 I : 淀み点近傍の領域) ではほぼ一定の高い値を示し、 $R=2 \sim 5$  では  $R$  とともに  $Q$  は減少している。しかし、 $R > 5$  ではモデル B の  $Q$  は  $R$  とともに減少しているのに対し、モデル A の  $Q$  は  $R$  によらずほぼ一定となっている。

$\tau=0.02$  および  $0.05$  の場合、 $R$  の大きい領域におけるモデル A の  $Q$  のみを示したが、この場合も  $Q$  は  $R$  によらずほぼ一定となっている。また  $\tau$  の経過で、 $Q$  の低下も認められる。

$\tau=0.1$  になると、二つのモデルの  $Q$  が一致する領域は  $R=R_0$  近傍まで広がっており、この領域の  $Q$  は  $\tau=$

$0.01$  の場合より小さくなっている。 $R=R_0$  の近傍でモデル A の  $Q$  が  $R$  とともに大になつてはいるが、これは Fig. 2-(a) において等温線が右下がりになつてはいることに対応する。

$\tau \geq 1$  になると、両モデルの  $Q$  に差異がなくなり、 $\tau$  の経過とともに  $Q$  は全体的に低下するが、その低下の割合は  $R$  が小さいところで著しい。また、 $R=R_0$  近傍の領域を除けば  $Q$  は  $R$  にほぼ無関係に一定となる傾向が認められる。

### (3) 局所伝熱係数

本報のモデル A, B の対流伝熱と前報<sup>2)</sup> の等熱流束および等温壁条件下の対流伝熱とを比較するために、Eq. (21)-(b) で定義した局所伝熱係数  $h_r$  の無次元数

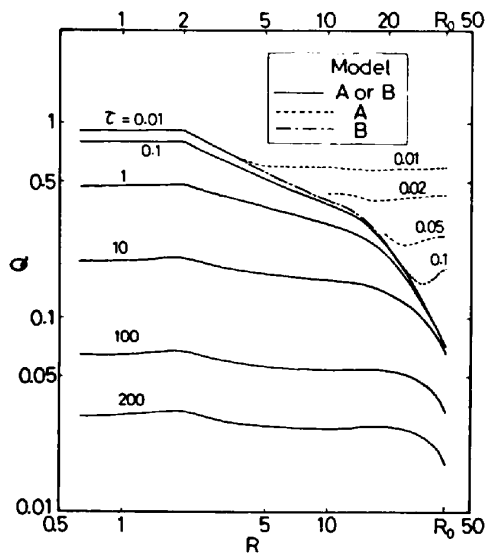


Fig. 3. Values of  $Q$  as a function of  $R$  at different  $\tau$  ( $Re_s=11\ 000$ ,  $Pr=8.1$ ,  $R_0=37.5$ ,  $Z_0=15$ ).

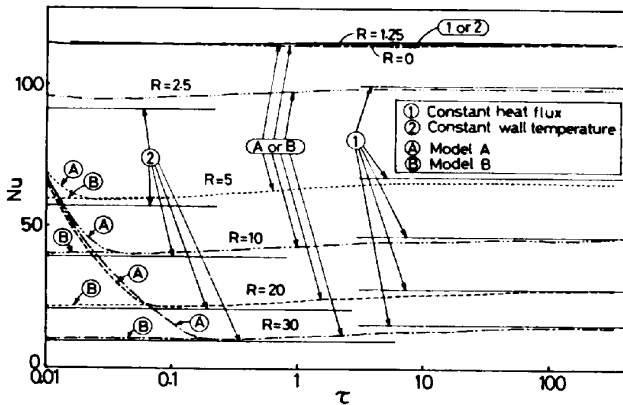


Fig. 4. Values of  $Nu$  as a function of  $\tau$  at different  $R$  ( $Re_s=11\ 000$ ,  $Pr=8.1$ ,  $R_0=37.5$ ,  $Z_0=15$ ).

である局所ヌッセルト数  $Nu$ (Eq. (21)-(a)) を求めた。Fig. 4 に時間  $\tau=0.01$  以降の  $Nu$  と  $\tau$  との関係 を半径  $R$  をパラメータとして示した。

まず、モデルAの結果についてみる。

図より、淀み点  $R=0$  および淀み点近傍の領域内 ( $R=0\sim 2$ ) の点  $R=1.25$  の場合の両者の  $Nu$  はほぼ同一で、しかも時間  $\tau$  に無関係で高い値であり、また等熱流束<sup>†5</sup> または等温壁<sup>†5</sup> の場合の  $Nu$  とほぼ同一である。

淀み点近傍の領域外の  $R=2.5$  になると、 $Nu$  は  $R=0, 1.25$  の  $Nu$  より低くなるが、 $\tau$  の依存性はあまり認められない。しかし、その  $Nu$  と等温壁および等熱流束の  $Nu$  との間に差異が認められ、 $Nu$  は等温壁、モデルA、等熱流束の順に大となっている。

$R=5$  になると、 $Nu$  は  $R=2.5$  のそれより低くなり、また  $\tau$  の依存性が認められるようになる。すなわち、 $\tau$  の小さいところでは  $Nu$  は高いが、 $\tau$  が大になるにつれて小さくなり等温壁の  $Nu$  に漸近する<sup>†6</sup>。さらに  $\tau$  が大になると、逆に  $Nu$  は  $\tau$  とともに高くなり等熱流束の  $Nu$  に漸近する。この傾向は  $R\geq 10$  になると顕著である。また図より  $Nu$  が極小になる時間は  $R$  が大になるにつれて大となっている。

つぎにモデルBの結果についてみる。

$R\leq 2.5$  ( $\tau\geq 0.01$ ) ではモデルBの  $Nu$  は前述のモデルAの  $Nu$  と同一である。

$R=5$  では、モデルBの  $Nu$  は  $\tau$  の小さいところでは、等温壁の  $Nu$  より大きいモデルAの  $Nu$  より小さく、また時間の経過とともにモデルAの場合とはことなりその  $Nu$  は大となっており、ある時間  $\tau$  でモデルAの  $Nu$  と一致する。この一致する時間は前述のモデルAの  $Nu$  が極小になる時間とほぼ同じである。

以上のモデルBの  $Nu$  と  $\tau$  の関係は  $R\geq 10$  の場合も同様である。

以上のように、 $\tau\geq 0.01$  では、 $R\geq 5$  でかつ  $\tau$  の小さいところのみモデルA、Bの  $Nu$  がことなっている。

いま、固体面上の流体の滞在時間を概算するため、速度境界層内の平均流速を求め、それより  $R=0\sim R_1$  間の平均滞在時間  $\tau_p$  を求めてみると、 $R_1=5, 10, 20, 30, R_0(37.5)$  のそれぞれにつき  $\tau_p=0.007, 0.015, 0.041, 0.11, 0.21$  として得られた。 $R_1=5\sim 30$  における  $\tau_p$  は前述のモデルA、Bの  $Nu$  が一致する時間と同じオーダーの値とみることができ (Fig. 4)。

これより、モデルAの  $Nu$  が著しい非定常性を示す時間は初期の低温流体 ( $\tau=0: T=0$ ) が新しい流体で置換される時間にはほぼ対応すると考えられる。

(4) 固体内温度の経時変化に関する前報の実験結果との比較

Fig. 2~4 と同一条件下の場合の固体内温度  $T_s$  の経時変化に関するモデルA、Bの計算値と前報<sup>1)</sup>の実測値とを Fig. 5 に示した。

Fig. 5 より、 $\tau=0\sim 310$  間の  $T_s$  はモデルA、Bによつて差異はないとみなしうる。これは非定常対流伝熱がごく初期 ( $\tau<0.1$ ) に限られているためである。

また  $R=2.5$  の場合 (Fig. 5-(a)) の  $T_s$  の計算値は  $\tau$  の小さいところでは実測値より幾分低い、実測値の傾向を十分あらわしており、また  $\tau$  の大きいところでは両者はよく一致している。 $R=20$  の場合 (Fig. 5-(b))

<sup>†5</sup> いずれも定常熱移動であるので、それらの  $Nu$  は時間に無関係に一定である。また淀み点近傍の領域では両者の  $Nu$  は同一である<sup>2)</sup>。

<sup>†6</sup> 前述の  $R=2.5$  の場合も、 $\tau<0.01$  で  $\tau$  の小さいところでは  $Nu$  は高く、 $\tau$  が大になるにつれて  $Nu$  は減少する。

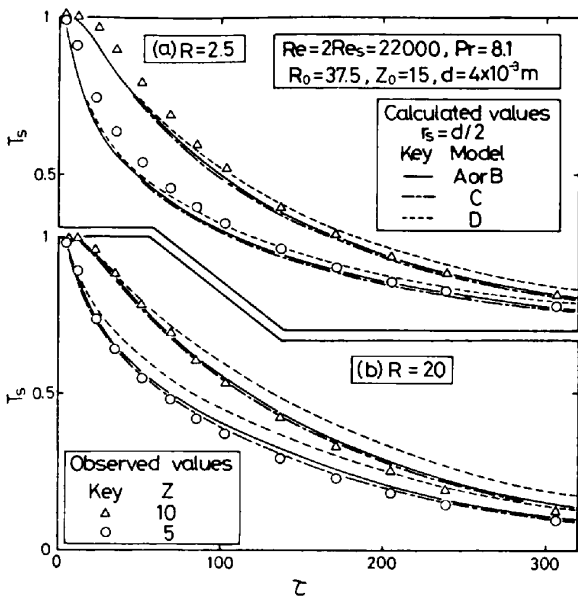


Fig. 5. Comparison between observed<sup>1)</sup> and calculated temperatures in the disk under the same condition of Fig. 2-4.

には  $\tau=0\sim 310$  において計算値と実測値とはかなり良く一致している。

3.2 モデルCおよびモデルDの場合

前報<sup>1)</sup>の条件下の熱移動現象は本来、モデルAあるいはモデルBなどにより考察されるべきことと思われる。しかし、これらのモデルは複雑である。ところで、Fig. 4より、 $\tau$ が大きいく所ではモデルA, BのNuは等熱流束のNuに近い。そこで、前述のごとく固体内温度を等熱流束モデル(モデルC)で求めてみた。また比較のために等温壁モデル(モデルD)による固体内温度の計算値も求めてみた。

(1) 固体内温度分布

Fig. 2にモデルCおよびDの場合の固体内温度分布の計算値を示した。図より、 $\tau=0.1$ および $\tau=1$ ではモデルCおよびDの等温線の計算値には差異はなく、しかもそれらはモデルA, Bの計算値と一致している。しかし、 $\tau=10$ ではモデルDの等温線はモデルA, Bのそれより高く、一方モデルCの等温線はモデルA, Bのそれより低くなる傾向が認められる。さらに時間が経過して、 $\tau=100$ となると、モデルDの等温線とモデルA, Bの等温線との差異は大きくなるが、モデルCとモデルA, Bの等温線の差異はそれほど大きくなるらない。

(2) 固体内温度の経時変化に関する前報の実験結果との比較

まず、Fig. 2と同一条件下の場合の固体内温度  $T_s$  の経時変化に関するモデルC, Dの計算値とモデルA, Bの計算値および前報<sup>1)</sup>の実測値とをFig. 5に比較し

た。図より、モデルCの計算値はモデルA, Bのそれより小さいが、しかしその差異はあまりなく、モデルA, Bと同様実測値とはほぼ一致している。一方モデルDの計算値はモデルA, Bのそれより大きく、その差異は $\tau$ の小さいところでは小さいが、 $\tau$ の大きいところでは大きくなっており、またその計算値は $\tau$ が大きくなるとともに実測値より大になる傾向がある。

つぎに、Fig. 2の条件とことなる場合について、モデルCの計算値と前報<sup>1)</sup>の実測値とをFig. 6~10に比較した。

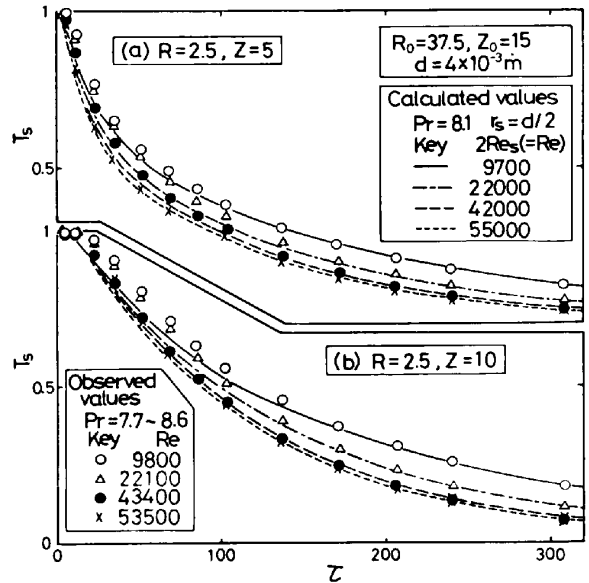


Fig. 6. Comparison between observed<sup>1)</sup> and calculated temperatures in the disk for different  $Re$  ( $R=2.5$ ).

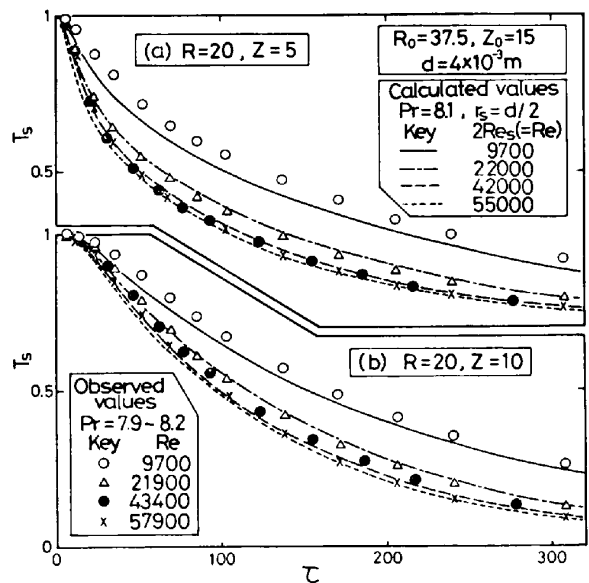


Fig. 7. Comparison between observed<sup>1)</sup> and calculated temperatures in the disk for different  $Re$  ( $R=20$ ).

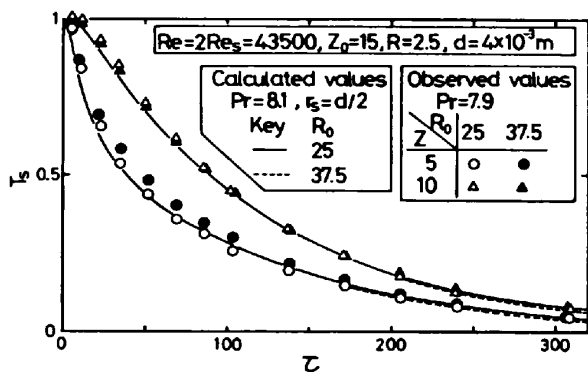


Fig. 8. Comparison between observed<sup>1)</sup> and calculated temperatures in the disks with different radius.

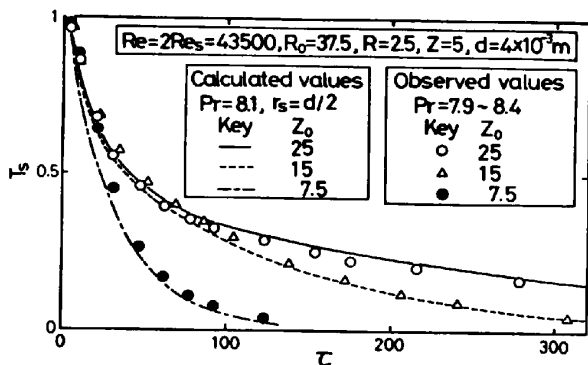


Fig. 9. Comparison between observed<sup>1)</sup> and calculated temperatures in the disks with different thickness.

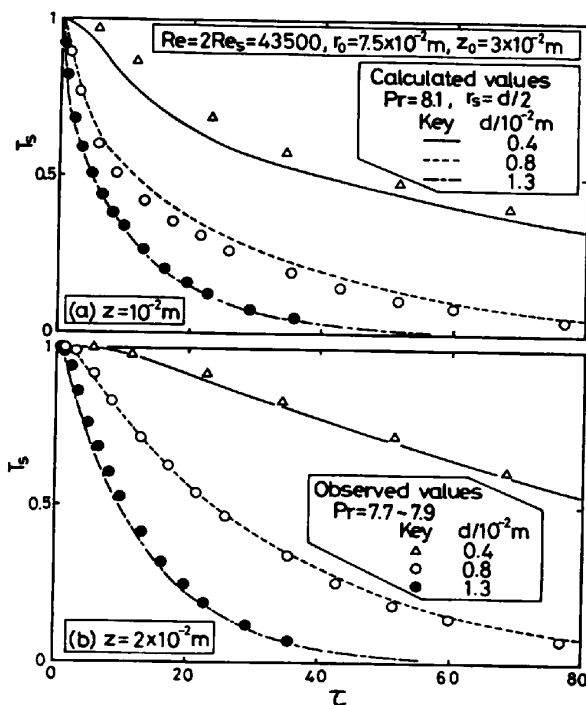


Fig. 10. Comparison between observed<sup>1)</sup> and calculated temperatures in the disk for different diameter of nozzle.

これらの図より、計算値と実測値とがいずれの条件下でもほぼ一致しているのがわかる<sup>17)</sup>。

以上、前報<sup>12)</sup> および本報の結果を要約するとつぎのようになる。

前報<sup>1)</sup> で、噴流水-固体円板間の対流伝熱と固体内熱伝導の二つの過程からなる非定常熱移動現象を実験的に検討した結果、固体内温度の経時変化は Eq. (1)~(3), (17) および Eq. (22) であらわされた。

$$\frac{h_r d}{\lambda} = 0.035 m \left( \frac{v_s d}{\nu} \right)^{0.75} Pr^{0.4} \dots\dots\dots (22)$$

$$m = 1 (r=0 \sim d); m = (r/d)^{-0.5} (r=d \sim r_0)$$

また前報<sup>2)</sup> で、噴流水-固体円板間の定常対流伝熱を検討し、 $h_r$  の数値解を得たが、Eq. (22) の実験式は等熱流束の場合の数値解でほぼ説明された。これより前報<sup>1)</sup> の対流伝熱の条件は定常状態であつ等熱流束の条件と推察された。

本報では前報<sup>1)</sup> の熱移動現象が、非定常および擬定常対流伝熱を仮定したモデルAおよびBであらわされることを示した。さらにこの現象が定常対流伝熱を仮定した等熱流束モデル (モデルC) でも十分あらわされることも示した。このことは前報<sup>2)</sup> の推察と一致している。

#### 4. 結 言

前報<sup>1)</sup> で実験的に検討した噴流水-固体円板 (373 K 以下) 間の非定常熱移動現象を非定常伝熱モデル (モデルA)、擬定常伝熱モデル (モデルB)、等熱流束モデル (モデルC)、および等温壁モデル (モデルD) により理論的に考察した。

得られた結果は以下のように要約される。

I. モデルAおよびモデルBの場合

(1)  $Re_s=11000, Pr=8.1, R_0=37.5, Z_0=15$  の場合の系内温度分布、局所伝熱速度  $Q$  および局所ヌッセルト数  $Nu$  の数値解はそれぞれ Fig. 2, Fig. 3 および Fig. 4 で与えられる。

(2) 両モデルの上記の数値解は冷却開始よりきわめて短い時間の間ではことなるが、その後は一致する。この非定常対流伝熱から定常対流伝熱に移行する時間のオーダーは境界層内の液の平均滞在時間のオーダーとほぼ一致する。

(3) 局所ヌッセルト数  $Nu$  は時間  $\tau$  が大になるにつれて等熱流束の  $Nu$  に漸近する。

(4) 上記条件下の固体内温度の経時変化に関する前報の実験結果はいずれのモデルでもあらわしうる (Fig. 5)。

<sup>17)</sup> Fig. 6 および 7 の  $Re \leq 22000$  の条件では固体円板上に跳水がみとめられた<sup>1)</sup>。しかしこの場合の実測値も跳水がない場合の計算値によつてほぼあらわされている。

## II. モデルCおよびモデルDの場合

(1)  $Re_s=11000$ ,  $Pr=8.1$ ,  $R_0=37.5$ ,  $Z_0=15$  の場合の固体内温度分布の数値解は Fig. 2 で与えられる. 時間  $\tau$  が小さいときには両者の解は一致するが,  $\tau$  が大になるにつれて両者の解はことなってくる. しかし, モデルCの解はモデル A, B の解に近い.

(2) 固体内温度の経時変化に関する前報の実験結果はモデルCであらわしうる (Fig. 5~10).

(3) モデルCでは流体-円板間界面における熱の連続条件は一般には成立しないので, その意味でモデルCはモデル A, B より厳密性を欠くが, 前報の実験条件下の熱移動に適用しうる簡単なモデルと考える.

## 記号

$c_p$ : 水の比熱 [J/kg·K]  
 $d$ : ノズル内径 [m]  
 $g$ : 重力加速度 [m/s<sup>2</sup>]  
 $H$ : ノズル下端から試料円板表面までの距離 [m]  
 $h_r$ : 局所伝熱係数 [J/m<sup>2</sup>·s·K]  
 $Nu$ :  $h_r r_s / \lambda$  (ヌッセルト数) [-]  
 $Pe$ :  $Re_s \cdot Pr$  (ペクレ数) [-]  
 $Pr$ :  $c_p \mu / \lambda$  (プラントル数) [-]  
 $Q$ : 無次元伝熱速度 (Eq. (20)-(a)) [-]  
 $q_r$ : 熱流束 [J/m<sup>2</sup>·s]  
 $R$ :  $r/r_s$  [-]  
 $R_0$ :  $r_0/r_s$  [-]  
 $R_j$ :  $r_j/r_s$  [-]  
 $R_p$ :  $r_p/r_s$  [-]  
 $Re$ :  $d v_0 / \nu$  (レイノルズ数) [-]  
 $Re_s$ :  $r_s v_0 / \nu$  (レイノルズ数) [-]  
 $r$ : 試料円板の中心から半径方向の距離 [m]  
 $r_0$ : 試料円板の半径 [m]  
 $r_j$ : 跳水点の半径 [m]  
 $r_p$ : 淀み点近傍の領域の半径 (=  $d$ ) [m]  
 $r_s$ : 衝突時噴流半径 (=  $(d/2)(1+\xi)^{-1/4}$ ) [m]

$T$ :  $(\theta - \theta_w) / (\theta_0 - \theta_w)$  [-]  
 $T_s$ :  $(\theta_s - \theta_w) / (\theta_0 - \theta_w)$  [-]  
 $t$ : 時間 [s]  
 $U$ :  $u/v_s$  [-]  
 $u$ : 半径方向の速度 [m/s]  
 $V$ :  $v/v_s$  [-]  
 $v$ : 鉛直上方の速度 [m/s]  
 $v_s$ : 衝突時噴流速度 (=  $v_0(1+\xi)^{1/2}$ ) [m/s]  
 $v_0$ : ノズル内の水の平均流速 [m/s]  
 $Z$ :  $z/r_s$  [-]  
 $Z_0$ :  $z_0/r_s$  [-]  
 $z$ : 試料円板表面から鉛直下方への距離 [m]  
 $z_0$ : 試料円板の厚さ [m]  
 ギリシャ文字  
 $\alpha$ : 水の熱拡散率 [m<sup>2</sup>/s]  
 $\alpha_R$ :  $\alpha/\alpha_s$  [-]  
 $\alpha_s$ : 試料円板の熱拡散率 [m<sup>2</sup>/s]  
 $\Delta$ :  $\delta/r_s$  [-]  
 $\delta$ : 境界層の厚さ [m]  
 $\eta$ :  $z/\delta$  [-]  
 $\theta$ : 円板上の水の温度 [K]  
 $\theta_0$ : 試料円板の初期温度 [K]  
 $\theta_s$ : 試料円板内の温度 [K]  
 $\theta_w$ : ノズル内の水の温度 [K]  
 $\lambda$ : 水の熱伝導度 [J/m·s·K]  
 $\lambda_R$ :  $\lambda/\lambda_s$  [-]  
 $\lambda_s$ : 試料円板の熱伝導度 [J/m·s·K]  
 $\nu$ : 水の動粘度 [m<sup>2</sup>/s]  
 $\xi$ :  $2gH/v_0^2$  [-]  
 $\tau$ :  $\alpha_s t / r_s^2$  [-]

## 文 献

- 1) 菊池 淳, 玉井 豊, 谷口尚司, 只木楨力, 前田四郎: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 1932
- 2) 谷口尚司, 沢田勝実, 菊池 淳, 只木楨力: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 1938
- 3) 山内二郎, 森口繁一, 一松 信: 数理科学シリーズ 3 電子計算機のための数値計算法 II, (1967), p. 175 [培風館]