

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-144

円管流の非定常熱伝達

第2報 薄い壁の場合

林 二 識・井 上 建 二

1967年11月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- | | | | |
|---------|---|-----------|---|
| TR-120 | 航技研フライングテストベッドの姿勢制御方式の検討
Analytical and Simulation Studies on the Attitude Control System of the Flying Test Bed | 1966年11月 | 武田 峻, 堀川 勇 壮
小川 敏 雄, 森 幹 彦 |
| TR-121 | パルスレシオ変調回路およびその修正回路について
Some Circuits for Pulse Ratio Modulation and their Modified Circuits | 1966年11月 | 村 上 力 |
| TR-122 | 失速が起こるような高い迎角で、調和振動する二次元翼に働く空気力に対する半実験的理論
Semi-Empirical Theory to Estimate the Airforces Acting on the Harmonically Oscillating Two-Dimensional Wing at High Angle of Attack Where Separation Can Occur | 1966年12月 | 磯 貝 紘 二 |
| TR-123 | 姿勢制御用空気ジェットノズルの研究
Design and Experimental Study of Air Jet Nozzles for the Attitude Control of VTOL Aircraft | 1966年12月 | 滝 沢 直 人, 西 村 博 史
藤 枝 郭 俊, 田 辺 義 一
渋谷 昭 義 |
| TR-124 | FM 多重テレメータの動特性
Dynamic Characteristics of FM Multi-channel Telemetry System | 1966年12月 | 新 田 慶 治, 桜 井 善 雄
松 崎 良 継 |
| TR-125T | Experimental and Calculated Results of Supersonic Flutter Characteristics of a Low Aspect-Ratio Flat-Plate Surfaces | Jan. 1967 | Eiichi NAKAI, Toshiro TAKAGI, Koji ISOGAI
Toshiyuki MORITA |
| TR-126 | 高負荷燃焼器の箱形模型による実験 (II)
Some Experiments on High Intensity Combustor with Partial Models (II) | 1967年 2 月 | 大 塚 貞 吉, 福 田 広
相 波 哲 朗 |
| TR-127 | 周波数変換による微小回転角の計測
Measurement of Small Rotating Angle by the Frequency Modulation Technique | 1967年 3 月 | 大 月 正 男, 鈴 木 孝 雄
円 居 繁 治 |
| TR-128 | 輻射加熱による固体の熱的物性値の測定法
Infra-red Radiation Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity of Solid Materials | 1967年 3 月 | 小 川 鉦 一 |
| TR-129 | 金属箔による円管流の熱絶縁
Thermal Insulation of Metal Foil for the Case of Circular Pipe Flow | 1967年 3 月 | 井 上 建 二 |
| TR-130T | An Experimental Study of the Melting Phenomena in Axisymmetric Stagnation Region of Thermally Highly-Conducting Materials | Mar. 1967 | Yasuhiko AIHARA |
| TR-131 | 風があるときのロケットの運動の近似解析およびランチャ角修正法
An Approximate Analytical Solution for Dispersion of Unguided Rockets Due to Wind with Its Application to the Calculation of Wind Compensation for Launching | 1967年4 月 | 毛 利 浩 |
| TR-132 | 軸方向に補強されたパネルの最大軸圧縮力 (近似解)
Ultimate Axial Forces of Longitudinally Stiffened Plate Panels | 1967年 4 月 | 築 地 恒 夫 |

円管流の非定常熱伝達

第2報 薄い壁の場合*

林 二 識**・井 上 建 二***

Transient Heat Transfer through a Thin Circular Pipe Due to Unsteady Flow in the Pipe****

By Nisiki HAYASI and Kenji INOUE

An analysis of the transient heat transfer between a thin circular tube and the incompressible fluid moving through the tube is made for the case where the temperature of the inlet fluid is kept constant. Both radial conduction of heat in the wall and the heat loss at the outer surface of the cylinder are taken into consideration. It is shown to be especially easy to calculate temperature of both fluid and tube in the initial period by means of the figures attached to the previous report (NAL TR-53).

So far, it is common to use the temperature of the wall calculated by the assumption that it is constant radially. It is shown that for the insulated tube in the initial period such temperature is equal to the temperature of the outer surface of the tube. The temperature of the inner surface of the tube may be appreciably different from such temperature even for the metallic tube. The difference is extremely large for the tube made of insulating material.

1. は し が き

間欠式あるいは吹出式の極超音速風洞においては、よどみ温度の高い気流を作ることが必要である。そのために、空気は加熱器で予熱された上で、集合筒およびノズルを通して測定部へ導かれる。そこで風洞の細部を設計するには、空気および風洞各部の過渡的な温度を知ることが必要になる。この問題は、流れの主要部が亜音速であり、圧縮性の影響が無視できることから、円管を通して流れる縮まない流体と円管の間の非定常熱伝達を計算する問題に帰着する。

このような問題はすでに何人かの人達によって研究されている。熱絶縁された管に対しては、Dusinberre

が数値的な方法で¹⁾、また Judd が解析的に²⁾流体と壁の過渡的な温度を計算している。数値的な結果は London, Biancardi, および Mitchell の論文³⁾に表として示されている。また Cima と London はこのような問題に対して電気的なアナログ系による計算を提案している⁴⁾。

Rizika は管の外面からの熱損失を考慮して流体の過渡的な温度を計算した⁵⁾。しかし Rizika の計算には誤りがあり*、また壁の温度については計算を行っていない。著者の1人は第1報⁶⁾において Judd の計算を管の外面からの熱損失を含むように拡張した。少量の熱損失にもとづく補正項はそこに与えられた図により容易に計算される。

これらの研究においては、壁の温度が動径方向に一定であることが仮定されている。この仮定は管の材料の熱伝導率が大きい場合にはほぼなりたつと思われる。実際このことは銅管については Judd によって実験的に確かめられている。しかし極超音速風洞のような高温高圧の装置においては材料としてステンレス鋼

* 昭和42年10月3日受付

** 元空気力学第一部、現在 Lockheed-Georgia Company

*** 空気力学第一部

**** この論文はアメリカ機械学会論文集 Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Series C, Journal of Heat Transfer, 87 巻 4 号 (1965 年 11 月) に英文で発表された。

* たとえば彼の方程式 (9 b) において、積分の上限は $\theta - (Dx/C)$ でなければならない。

あるいはセラミックを使用しなければならない。これらの材料に対しては熱伝導率が小さいので仮定の正当性は疑わしい。さて多くの場合管壁の厚さは管内径に比べてはるかに薄い。このことを利用すればより正確な解析が行なえると思われるので、この論文では壁が薄いという仮定の下に、管壁の厚さ方向の温度分布を考慮した場合を詳しく研究する。

以下の解析においては、つぎの仮定を行なう：

- (1) 管内の流体温度は時間と入口からの距離のみによる。
- (2) 管の温度は時間、入口からの距離、および軸からの動径方向の距離による。
- (3) 管外の流体の温度は一定である。
- (4) 軸方向の熱伝導の影響は無視できる。
- (5) 管内の流体の速度は軸方向に向き一様かつ一定である。
- (6) 管の内径および外径は一様で、その差は内径に比べて小さい。
- (7) 物性定数は温度によらない。
- (8) 管の中では熱の発生はない。
- (9) 流体と管の間の熱伝達率は、一定の流量に対して管の内面および外面のそれぞれで一様かつ一定である。
- (10) 輻射による熱伝達は無視できる。
- (11) 内部の流体の単位体積当りの熱容量は管のそれに比べて小さい。

2. 記 号

$a=d/R$	無次元定数
b	無次元定数
c_p	内部流体の定圧比熱 kcal/kg°C
C	管の単位体積当りの熱容量 kcal/m ³ °C
d	管壁の厚さ m
$f_1(\eta), f_2(\eta)$	(24)で定義される無次元関数
$F_1(\zeta, \tau), F_2(\zeta, \tau)$	(45 a)で定義される無次元関数
$g_1(\xi, \alpha), g_2(\xi, \alpha)$	無次元関数
$G=\rho V$	単位面積当りの流量 kg/m ² h
$G_1(\zeta, \tau), G_2(\zeta, \tau)$	(45 b)で定義される無次元関数
$I_\nu(\eta)$	ν 次の第 1 種変形 Bessel 関数
k	管の熱伝導率 kcal/mh°C
k_f	内部流体の熱伝導率 kcal/mh°C
$k_0=k/RU_0$	無次元定数
$k_1=k/RU_1$	無次元定数
k_2, k_3, K	(3)で定義される無次元定数

$K_\nu(\eta)$	ν 次の第 2 種変形 Bessel 関数
l	管 長 m
L, M, N	無次元定数
$L_1(\eta), N_1(\eta)$	無次元関数
$\mathcal{L}(\delta)$	δ の Laplace 変換
$\mathcal{L}^{-1}(\delta)$	δ の Laplace 逆変換
$Nu=2RU_0/k_f$	Nusselt 数, 無次元
p	Laplace 変換の変数
P	内部流体の圧力 atm
$Pr=\mu c_p/k_f$	Prandtl 数, 無次元
r	動径方向の距離 m
R	管の内半径 m
$Re=2RG/\mu$	Reynolds 数, 無次元
t	時 間 h
$T_1(x, t)$	内部流体の温度 °C
$T_2(x, r, t)$	管壁温度 °C
T_i	内部流体の入口温度, 一定 °C
T_s	外部流体の温度, 一定 °C
U_0	壁内面の熱伝達率 kcal/m ² h°C
U_1	壁外面の熱伝達率 kcal/m ² h°C
V	内部流体の速度 m/h
x	軸方向の距離 m
$y=2\sqrt{\zeta\tau}$	無次元変数
$\alpha=\sqrt{p}$	無次元変数
$\alpha^*=(1+a)U_1/U_0$	無次元定数
$A=(M/N)-1$	無次元定数
$\beta=(1+a)\alpha$	無次元変数
$\beta^*=\alpha^*+1$	無次元定数
$B=A+1$	無次元定数
γ	(14)で定義される無次元関数
$\delta=(T_2-T_s)/(T_i-T_s)$	無次元管壁温度
$\bar{\delta}=\mathcal{L}(\delta)$	
$\zeta=L\xi$	無次元距離, 軸方向
$\zeta_1=2LU_0l/RGc_p$	無次元管長
$\eta=r/R$	無次元距離, 動径方向
$\eta^*=2U_0t/a(2+a)CR$	無次元時間
$\theta=(T_1-T_s)/(T_i-T_s)$	無次元の内部流体の温度
$\bar{\theta}=\mathcal{L}(\theta)$	
κ	無次元定数
μ	内部流体の粘性率 kg/mh
$\xi=2U_0x/RGc_p$	無次元距離, 軸方向
ρ	内部流体の密度 kg/m ³
$\tau=N\varphi$	無次元時間
$\varphi=kt/CR^2$	Fourier 数, 無次元時間

ψ (17) で定義される無次元関数

$\Psi(\zeta, \tau) = e^{-\zeta^2 - \tau} I_0(2\sqrt{\zeta\tau})$ 無次元関数

$\Psi^*(\xi, \eta^*) = e^{-\xi^2 - \eta^*} I_0(2\sqrt{\xi\eta^*})$ 無次元関数

3. 基礎方程式

図1に示される系を考える。円管の中を縮まない流体が流量 G で流れ始めるとする。この流体の位置 x 、時刻 t における温度を $T_1(x, t)$ で表わす。軸方向および動径方向の位置がそれぞれ x および r である管内部の時刻 t における温度を $T_2(x, r, t)$ で表わす。外部の流体の温度は一定とし T_s で表わす。図1に示された流体素片における熱エネルギーの保存を考えると

$$Gc_p \frac{\partial T_1}{\partial x} + \rho c_p \frac{\partial T_1}{\partial t} - k_f \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} = -[T_1 - T_2(x, R, t)] \frac{2U_0}{R} \quad (1)$$

同様に管の素片に対して

$$\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} = \frac{C}{k} \frac{\partial T_2}{\partial t} \quad (2)$$

初期条件は

$$T_1(x, 0) = T_2(x, r, 0) = T_s,$$

境界条件は

$$T_1(0, t) = T_s,$$

$$-k \left(\frac{\partial T_2}{\partial r} \right)_{r=R} = U_0 [T_1(x, t) - T_2(x, R, t)],$$

$$-k \left(\frac{\partial T_2}{\partial r} \right)_{r=R+d} = U_1 [T_2(x, R+d, t) - T_s]$$

与えられる。方程式 (1), (2) は無次元化すればそれぞれ

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} + K \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} - k_2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = \delta(\xi, 1, \varphi) - \theta,$$

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial \delta}{\partial \eta} + k_3 \frac{\partial^2 \delta}{\partial \xi^2} = \frac{\partial \delta}{\partial \varphi}$$

と書かれる。ここで

$$K \equiv \frac{\rho c_p}{C} \frac{k}{2U_0 R}, \quad k_2 = \frac{2k_f U_0}{R G^2 c_p^2},$$

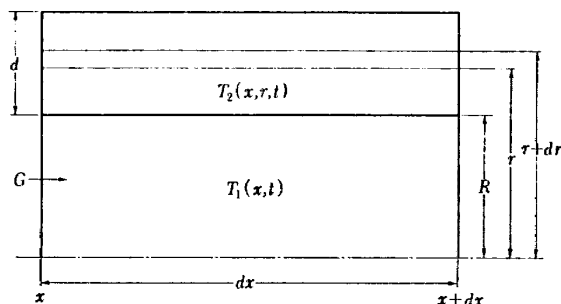


図1 薄い円管

$$k_3 = \left(\frac{2U_0}{G c_p} \right)^2 \quad (3)$$

これらの方程式の左辺の第3項は、仮定 (4) により無視できる。また $k/2U_0 R = O(1)$ であるので、仮定 (11) により K は小さく省略できる*。したがって解くべき方程式は

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial \delta}{\partial \eta} = \frac{\partial \delta}{\partial \varphi}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} + \theta = \delta(\xi, 1, \varphi) \quad (5)$$

となる。初期条件と境界条件を無次元化すれば、それぞれ

$$\theta(\xi, 0) = \delta(\xi, \eta, 0) = 0 \quad (6)$$

および

$$\left. \begin{aligned} \theta(0, \varphi) &= 1, \\ -k_0 \left(\frac{\partial \delta}{\partial \eta} \right)_{\eta=1} &= \theta - \delta(\xi, 1, \varphi), \\ -k_1 \left(\frac{\partial \delta}{\partial \eta} \right)_{\eta=1+a} &= \delta(\xi, 1+a, \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

となる。

4. 解析

初期条件 (6) を用いて、

$$\bar{\theta}(\xi, p) = \int_0^\infty \theta(\xi, \varphi) e^{-p\varphi} d\varphi,$$

$$\bar{\delta}(\xi, \eta, p) = \int_0^\infty \delta(\xi, \eta, \varphi) e^{-p\varphi} d\varphi$$

で定義される Laplace 変換を行なえば、(4) は

$$\frac{\partial^2 \bar{\delta}}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial \bar{\delta}}{\partial \eta} - p \bar{\delta} = 0$$

となる。この方程式の一般解は

$$\bar{\delta}(\xi, \eta, \alpha) = g_1(\xi, \alpha) I_0(\alpha\eta) + g_2(\xi, \alpha) K_0(\alpha\eta) \quad (8)$$

で与えられる。ここで $\alpha\sqrt{p}$ であり、 g_1 と g_2 は後に定められる無次元関数である。この方程式を用いれば、(5) の Laplace 変換は

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \xi} + \bar{\theta} = I_0(\alpha) g_1(\xi, \alpha) + K_0(\alpha) g_2(\xi, \alpha) \quad (9)$$

となる。境界条件 (7) は

$$\bar{\theta}(0, p) = p^{-1}, \quad (10a)$$

$$-k_0 \left(\frac{\partial \bar{\delta}}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} = \bar{\theta} - \bar{\delta}(\xi, 1, \alpha), \quad (10b)$$

$$-k_1 \left(\frac{\partial \bar{\delta}}{\partial \eta} \right)_{\eta=1+a} = \bar{\delta}(\xi, 1+a, \alpha) \quad (10c)$$

* 後に示す計算例において、これらの量はそれぞれ $k_2 = O(10^{-8})$, $k_3 = O(10^{-5})$, および $K = O(10^{-3})$ である。

と変換される。(8) を (10c) に代入すれば

$$g_1(\xi, \alpha) = -\frac{K_0(\beta) - k_1\alpha K_1(\beta)}{I_0(\beta) + k_1\alpha I_1(\beta)} g_2(\xi, \alpha). \quad (11)$$

ここで $\beta = (1+a)\alpha$ である。(8) と (11) を用いれば, (10b) は

$$g_2(\xi, \alpha) = \left[k_0\alpha \left\{ \frac{K_0(\beta) - k_1\alpha K_1(\beta)}{I_0(\beta) + k_1\alpha I_1(\beta)} I_1(\alpha) + K_1(\alpha) \right\} - \frac{K_0(\beta) - k_1\alpha K_1(\beta)}{I_0(\beta) + k_1\alpha I_1(\beta)} I_0(\alpha) + K_0(\alpha) \right]^{-1} \theta \quad (12)$$

となる。 g_1 および g_2 の式を (9) に代入すれば

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \xi} = -\gamma \bar{\theta} \quad (13)$$

が得られる。ここで

$$\gamma = \left[1 - \frac{1}{k_0\alpha} \frac{\left[\begin{array}{l} I_0(\alpha)K_0(\beta) - I_0(\beta)K_0(\alpha) - \\ k_1\alpha \{ I_0(\alpha)K_1(\beta) + I_1(\beta)K_0(\alpha) \} \end{array} \right]}{\left[\begin{array}{l} I_1(\alpha)K_0(\beta) + I_0(\beta)K_1(\alpha) - \\ k_1\alpha \{ I_1(\alpha)K_1(\beta) - I_1(\beta)K_1(\alpha) \} \end{array} \right]} \right]^{-1}. \quad (14)$$

境界条件 (10a) を満たす (13) の解は

$$\bar{\theta}(\xi, p) = p^{-1} e^{-\gamma \xi} \quad (15)$$

で与えられる。(11) および (12) を (8) に代入すれば

$$\bar{\delta}(\xi, \eta, \alpha) = [K_0(\beta) I_0(\alpha\eta) - I_0(\beta) K_0(\alpha\eta) - k_1\alpha \{ K_1(\beta) I_0(\alpha\eta) + I_1(\beta) K_0(\alpha\eta) \}] \bar{\theta} / \phi. \quad (16)$$

ここで

$$\begin{aligned} \phi = & K_0(\beta) I_0(\alpha) - I_0(\beta) K_0(\alpha) \\ & - k_1\alpha \{ K_1(\beta) I_0(\alpha) + I_1(\beta) K_0(\alpha) \} \\ & - k_0\alpha \{ I_1(\alpha) K_0(\beta) + I_0(\beta) K_1(\alpha) \} \\ & - k_1\alpha \{ I_1(\alpha) K_1(\beta) - I_1(\beta) K_1(\alpha) \}. \end{aligned} \quad (17)$$

このように Laplace 変換の解は (15) および (16) として求められたが, これらの Laplace 逆変換を求めることは一般には困難である。しかし実際上問題となるのは管壁が薄く, その厚さの管の内径に対する比が 1 に比べて小さい, すなわち $a \ll 1$ である場合が多い。そこで以下ではこの場合に考察を限る。 $\beta = (1+a)\alpha$ であるので

$$\begin{aligned} I_\nu(\beta) &= (1+a)^\nu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2a+a^2)^n}{n!} \left(\frac{\alpha}{2}\right)^n I_{\nu+n}(\alpha), \\ K_\nu(\beta) &= (1+a)^\nu \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2a+a^2)^n}{n!} \left(\frac{\alpha}{2}\right)^n K_{\nu+n}(\alpha). \end{aligned}$$

これから $O(a^3)$ の項を無視して

$$\left. \begin{aligned} & I_0(\alpha)K_0(\beta) - I_0(\beta)K_0(\alpha) \\ & = I_1(\alpha)K_1(\beta) - I_1(\beta)K_1(\alpha) \\ & = -\frac{a}{2}(2-a), \\ & I_0(\alpha)K_1(\beta) + I_1(\beta)K_0(\alpha) \\ & = (1-a)\frac{1}{\alpha} + \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{\alpha}{2}\right)a^2, \\ & I_1(\alpha)K_0(\beta) + I_0(\beta)K_1(\alpha), \\ & = \frac{1}{\alpha} + \frac{\alpha}{2}a^2. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

これらの式を (14) に代入すれば

$$\gamma = L \left(1 - \frac{N}{p+M} \right). \quad (19)$$

ここで

$$\begin{aligned} L &= \frac{2k_1 + (1-k_1)a}{2k_1 + \{(k_1/k_0) + 1 - k_1\}a} < 1, \\ M &= \frac{2k_0 + 2k_1 + 2(1-k_1)a - (1-2k_1)a^2}{k_0\alpha [2k_1 + \{(k_1/k_0) + 1 - k_1\}a]}, \\ N &= M - \frac{2}{\{2k_1 + (1-k_1)a\}a}. \end{aligned}$$

これから (15) は

$$\bar{\theta}(\xi, p) = e^{-L\xi} \frac{1}{p} \exp\left(\frac{LN\xi}{p+M}\right) \quad (20)$$

と書かれる。付録 1 から

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{-1} \left[\frac{1}{p} \exp\left(\frac{A}{p+M}\right) \right] \\ = e^{-M\varphi} I_0(2\sqrt{A\varphi}) + M \int_0^\varphi e^{-M\varphi} I_0(2\sqrt{A\varphi}) d\varphi \end{aligned} \quad (21)$$

ゆえ, (20) の Laplace 逆変換として内部流体の温度が

$$\begin{aligned} \theta(\xi, \varphi) = e^{-L\xi} \left\{ e^{-M\varphi} I_0(2\sqrt{LN\xi\varphi}) \right. \\ \left. + M \int_0^\varphi e^{-M\varphi} I_0(2\sqrt{LN\xi\varphi}) d\varphi \right\} \end{aligned} \quad (22)$$

と求められる。

また (16) と (18) および

$$\begin{aligned} & K_0(\beta) I_0(\alpha\eta) - I_0(\beta) K_0(\alpha\eta) \\ & = -\frac{1}{2} \{ 2a - a^2 - 2(\eta-1) + (\eta-1)^2 \}, \\ & K_1(\beta) I_0(\alpha\eta) + I_1(\beta) K_0(\alpha\eta) \\ & = (1-a+a^2) \frac{1}{\alpha} + \frac{\alpha}{2} \{ a - (\eta-1) \}^2 \end{aligned}$$

の関係*を用いて,

$$\begin{aligned} \bar{\delta}(\xi, \eta, p) = f_1(\eta) \bar{\theta}(\xi, p) \\ + M f_2(\eta) e^{-L\xi} \frac{1}{p(p+M)} \exp\left(\frac{LN\xi}{p+M}\right). \end{aligned} \quad (23)$$

* ここでも $O(a^3)$ の項を無視している。

ここで

$$f_1(\eta) = \frac{\{a - (\eta - 1)\}^2}{(k_0/k_1)a^2 + k_0(2a - a^2) + a^2}, \quad (24a)$$

$$f_2(\eta) = 1 - \frac{2k_0 + (\eta - 1) - (\eta - 1)^2}{2k_0 + 2k_1 + 2(1 - k_1)a - (1 - 2k_1)a^2} f_1(\eta). \quad (24b)$$

付録2から

$$\mathcal{L}^{-1} \left[\frac{1}{p(p+M)} \exp \left(\frac{A}{p+M} \right) \right] = \int_0^p e^{-M\varphi} I_0(2\sqrt{A\varphi}) d\varphi \quad (25)$$

ゆえ、(23)の Laplace 逆変換として管壁温度は

$$\delta(\xi, \eta, \varphi) = f_1(\eta) \theta(\xi, \varphi) + M f_2(\eta) e^{-L\xi} \int_0^p e^{-M\varphi} I_0(2\sqrt{LN\xi\varphi}) d\varphi \quad (26)$$

と得られる。変換 $\zeta = L\xi$, $\tau = N\varphi$, $A = (M/N) - 1$, $B = A + 1 = M/N$ を用いれば、(22)と(26)はそれぞれ

$$\theta(\zeta, \tau) = e^{-A\tau} \Psi(\zeta, \tau) + B \int_0^\tau e^{-A\tau} \Psi(\zeta, \tau) d\tau \quad (27)$$

および

$$\delta(\zeta, \eta, \tau) = f_1(\eta) e^{-A\tau} \Psi(\zeta, \tau) + B \{f_1(\eta) + f_2(\eta)\} \int_0^\tau e^{-A\tau} \Psi(\zeta, \tau) d\tau \quad (28)$$

となる。ここで

$$\Psi(\zeta, \tau) = e^{-\zeta - \tau} I_0(2\sqrt{\zeta\tau}). \quad (29)$$

なお $f_1(1) = 1 - L$, $f_1(1+a) = 0$ および $Bf_2(1) = L$ であるので、管の内面の温度は

$$\delta(\zeta, 1, \tau) = (1-L) e^{-A\tau} \Psi(\zeta, \tau) + (B+L-BL) \int_0^\tau e^{-A\tau} \Psi(\zeta, \tau) d\tau \quad (30)$$

で与えられ、また管の外面の温度は

$$\delta(\zeta, 1+a, \tau) = B f_2(1+a) \int_0^\tau e^{-A\tau} \Psi(\zeta, \tau) d\tau \quad (31)$$

で与えられる。ここで

$$f_2(1+a) = \frac{2k_1(1-a+a^2)}{2k_0+2a-a^2+2k_1(1-a+a^2)}. \quad (32)$$

さらに入口断面における管内の温度分布は

$$\delta(0, \eta, \tau) = f_1(\eta) + f_2(\eta) (1 - e^{-B\tau}) \quad (33)$$

となる。

5. 定常解との関係

ここでは前節で得られた解で $\tau \rightarrow \infty$ とすると、定常解に近づくことを示す。ここで定常解というのは、

(4) および (5) で $\partial\delta/\partial\varphi=0$ とおいて得られる解

$$\theta_s(\xi) = e^{-\kappa\xi}, \quad (34)$$

$$\delta_s(\xi, \eta) = \left(1 - \kappa - \frac{\kappa}{k_0} \ln \eta\right) e^{-\kappa\xi} \quad (35)$$

のことである。ここで

$$\kappa = \frac{k_0}{k_0 + \frac{k_1}{1+a} + \ln(1+a)}.$$

$O(a^3)$ の項を無視し、 $0 \leq \eta - 1 \leq a \ll 1$ であることを考慮すれば

$$\kappa\xi = \frac{2k_0\xi}{2k_0+2k_1+2(1-k_1)a-(1-2k_1)a^2} = \left(1 - \frac{1}{B}\right) \zeta$$

および

$$1 - \kappa - \frac{\kappa}{k_0} \ln \eta = 1 - \kappa \left[1 + \frac{1}{k_0} \left\{(\eta - 1) - \frac{1}{2}(\eta - 1)^2\right\}\right] = f_1(\eta) + f_2(\eta).$$

これから

$$\theta_s = \exp \left\{ - \left(1 - \frac{1}{B}\right) \zeta \right\} \quad (36)$$

および

$$\delta_s = \{f_1(\eta) + f_2(\eta)\} \exp \left\{ - \left(1 - \frac{1}{B}\right) \zeta \right\}. \quad (37)$$

さて (27) において $\tau \rightarrow \infty$ とすれば

$$\theta(\zeta, \infty) = B e^{-\zeta} \int_0^\infty e^{-B\tau} I_0(2\sqrt{\zeta\tau}) d\tau = \exp \left\{ - \left(1 - \frac{1}{B}\right) \zeta \right\}. \quad (38)$$

同様にして (28) から

$$\delta(\zeta, \eta, \infty) = \{f_1(\eta) + f_2(\eta)\} \exp \left\{ - \left(1 - \frac{1}{B}\right) \zeta \right\}. \quad (39)$$

(36) および (37) を (38) および (39) と比べれば、前節の解が $\tau \rightarrow \infty$ で定常解に近づくことがわかる。

6. 第1報の解との関係

つぎに今回の解で $k \rightarrow \infty$ とすれば、 $k = \infty$ と仮定して得られた第1報の解⁶⁾に一致することを示す。 $k \rightarrow \infty$ の時 $L=1$, $A \simeq \alpha^*$, $f_1(\eta) = 0$, $Bf_2(\eta) = 1$ および

$$B = \frac{1}{1-a+a^2} \frac{U_1}{U_0} + 1 \simeq (1+a) \frac{U_1}{U_0} + 1 = \beta^*,$$

$$\tau = \frac{(1-a+a^2)2U_0t}{a(2-a)CR} \simeq \frac{2U_0t}{a(2+a)CR} = \eta^*. \quad (40)$$

ここで*は第1報で用いた記号を示す。これから今回の解が第1報の解, すなわち第1報の(25)式

$$\theta = e^{-a^* \eta^* \Psi^*} + \beta^* \int_0^{\eta^*} e^{-a^* \eta^* \Psi^*} d\eta^*$$

および(26)式

$$\delta = \int_0^{\eta^*} e^{-a^* \eta^* \Psi^*} d\eta^*$$

と $O(a)$ まで一致することがわかる。ここで $\Psi^* = e^{-\xi - \eta^* I_0(2\sqrt{\xi \eta^*})}$ である。

7. 初期の解

ここで $A\tau \gg 1$ の場合に対する解を“初期の解”と名付ける。 $O(A^2\tau^2)$ の項を無視すれば, (27), (28), (30), および(31)はそれぞれ

$$\theta(\zeta, \tau) = F_1(\zeta, \tau) - AF_2(\zeta, \tau) - A^2G_2(\zeta, \tau), \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \delta(\zeta, \eta, \tau) = & \{f_1(\eta)F_1(\zeta, \tau) + f_2(\eta)G_1(\zeta, \tau)\} \\ & - A[f_1(\eta)F_2(\zeta, \tau) \\ & - f_2(\eta)\{G_1(\zeta, \tau) - G_2(\zeta, \tau)\}] \\ & - A^2\{f_1(\eta) + f_2(\eta)\}G_2(\zeta, \tau), \quad (42) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta(\zeta, 1, \tau) = & \{(1-L)F_1(\zeta, \tau) + LG_1(\zeta, \tau)\} \\ & - A[(1-L)F_2(\zeta, \tau) + LG_2(\zeta, \tau)] \\ & - A^2(1-L)G_2(\zeta, \tau), \quad (43) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta(\zeta, 1+a, \tau) = & f_2(1+a)[G_1(\zeta, \tau) \\ & + A\{G_1(\zeta, \tau) - G_2(\zeta, \tau)\} \\ & - A^2G_2(\zeta, \tau)] \quad (44) \end{aligned}$$

となる*。ここで

$$\left. \begin{aligned} F_1(\zeta, \tau) &= \Psi + \int_0^\tau \Psi d\tau, \\ F_2(\zeta, \tau) &= \tau\Psi - \int_0^\tau (1-\tau)\Psi d\tau \end{aligned} \right\} \quad (45a)$$

および

$$\left. \begin{aligned} G_1(\zeta, \tau) &= \int_0^\tau \Psi d\tau, \\ G_2(\zeta, \tau) &= \int_0^\tau \tau\Psi d\tau. \end{aligned} \right\} \quad (45b)$$

第1報⁶⁾において, 管壁温度が動径方向に変化せず, 管の外面からの熱損失がない場合に F_1 と G_1 がそれぞれ内部流体と管壁温度を与えることが示された。そこには関数 F_1, F_2, G_1 , および G_2 の図も示されている。ただしその図の ξ, ζ は本報の ζ, τ にそれぞれ相当する。解の各項の値は, これらの図から容易に求められる。

管が薄く, その外面からの熱損失がなければ $U_1=0$

* $\tau < 1$ の場合には, $A^2G_2(\zeta, \tau) = O(A^2\tau^2)$ であることが容易に示されるので, これらの式で $A^2G_2(\zeta, \tau)$ に比例する項は省略してよい。

および $k_1 = \infty$ であるので $A=0^*$, $f_2(1+a)=1$, および

$$L = [1+a/\{k_0(2-a)\}]^{-1} \quad (46)$$

となる。したがって

$$\begin{aligned} \theta(\zeta, \tau) &= F_1(\zeta, \tau), \\ \delta(\zeta, 1+a, \tau) &= G_1(\zeta, \tau) \end{aligned}$$

となり, 絶縁された薄い管の内部流体および管の外面の温度は, それぞれ管の温度が動径方向に変化しないと仮定して求めた内部流体および管壁温度に等しいことがわかる。絶縁された薄い管の内面の温度はこれらの温度の一次結合

$$\delta(\zeta, 1, \tau) = (1-L)F_1(\zeta, \tau) + LG_1(\zeta, \tau) \quad (47)$$

で与えられる。ここで L は(46)で与えられる。

管の外面における熱損失の主な影響は, 多くの実用上重要な場合に対して, 容易に求められる。そのためには(42)を

$$\begin{aligned} \delta(\zeta, \eta, \tau) = & \{f_1(\eta)F_1(\zeta, \tau) + Bf_2(\eta)G_1(\zeta, \tau)\} \\ & - A\{f_1(\eta)F_2(\zeta, \tau) + f_2(\eta)G_2(\zeta, \tau)\} \\ & - A^2\{f_1(\eta) + f_2(\eta)\}G_2(\zeta, \tau) \end{aligned}$$

と書き直す。一般に第2項および第3項は第1項に比べてはるかに小さい。そのような場合にはこの式は

$$\delta(\zeta, \eta, \tau) = f_1(\eta)F_1(\zeta, \tau) + Bf_2(\eta)G_1(\zeta, \tau) \quad (48)$$

と簡単になり, 同様にして

$$\theta(\zeta, \tau) = F_1(\zeta, \tau), \quad (49)$$

$$\delta(\zeta, 1, \tau) = (1-L)F_1(\zeta, \tau) + LG_1(\zeta, \tau) \quad (50)$$

$$\delta(\zeta, 1+a, \tau) = Bf_2(1+a)G_1(\zeta, \tau) \quad (51)$$

と簡単化された結果が求められる。(49)から内部流体の温度に対しては, 熱損失の影響はほとんどないことがわかる。 a および a/k_1 が小さく, $a/k_0 = O(1)$ のとき, 二次の微量を無視すれば

$$Bf_2(1+a) = 1 - a/(2k_1), \quad (52)$$

$$L = \frac{2}{2+a/k_0} + \frac{1-k_1}{(2+a/k_0)^2} \frac{a^2}{k_0k_1} \quad (53)$$

である。

8. 計算例

例として極超音速風洞の集合筒における壁と空気の温度分布を計算した。管の材質としては第1報⁶⁾と同じくステンレス鋼 SUS 27, アルミナ煉瓦 CORUX-AW, およびアルミナ・キャストブル PX-AWの三種を考えた。管の寸法は

* これから(41)~(44)のそれぞれの第1項が絶縁された管に対する解を表わし, 第2項および第3項が熱損失に対する補正を表わしていることがわかる。

長さ $l=3\text{ m}$
 内径 $R=0.325\text{ m}$
 厚さ $d=0.041\text{ m}$

である。これから $a=d/R=0.126$ 。 U_0 は円管の中の完全に発達した乱流に対する実験公式⁷⁾

$$Nu=0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4}$$

から計算した。ここで $Nu=2RU_0/k_f$, $Re=2RG/\mu$, $Pr=\mu c_p/k_f$, また μ は空気の粘性率である。 U_1 は実験公式⁷⁾

$$U_1=0.929\left(\frac{\langle T_2 \rangle - T_s}{R+d}\right)^{0.25}, \text{ kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$$

から計算した。ここで $\langle T_2 \rangle$ は管の外面の温度の平均値である。 $\langle T_2 \rangle$ は始めにはわからないので、試行錯誤の方法で定めた。内部の空気に対する定数は第1報⁶⁾ 表3に示されている。集合筒に対する定数は表1に与えられている。ここで ζ/x , τ/t および総ての無次元の量は第1報表3の四つの場合に対応する四つの値の平均値を用いた。これらの四つの場合に対して A, L , および $f_2(1+a)$ の変動は7%を越えない。管の

入口 ($\zeta=0$) および出口 ($\zeta=\zeta_1$) において計算された内部の空気および管の内、外面の温度を表2に示す。入口における内部の空気の温度は1である。 $Ar < 0.021$ であるので、計算には初期の解を用いた。管壁温度は入口で最高になる。この温度は管壁温度が動径方向に変化しないと仮定した第1報の方法でも計算された。結果は $\delta(0, \eta^*)$ として表2に示してある。

$\zeta=\zeta_1$ に対しても、内部の空気の温度を第1報の方法で計算した。結果は今回の方法によるものとすべての場合について3桁まで一致している。このことは(49)が正しいことを示す。また表1と2は(50)~(53)を裏書きしていることが見られよう。

表2の結果の中で管壁の材質がステンレス鋼である場合を、管壁の熱伝導率を無限大とした第1報の結果と比較すると管壁の温度はかなり違う。すなわち $T_s=1200^\circ\text{C}$, $T_\infty=0\sim 40^\circ\text{C}$ とした場合、管内面の温度は $334\sim 362^\circ\text{C}$ となり、第1報の方法による $205\sim 238^\circ\text{C}$ に比べて約 130°C 高い。これにより壁の材料の選択に当って、従来行なわれてきたように壁の熱伝

表1 極超音速風洞集合筒の定数

管の材質	C (kcal/ m ³ °C)	k (kcal/ mh°C)	k/C (m ² /h)	k_0	k_1	L	M	N	A	$f_2(1+a)$	ζ/x (1/m)	τ/t (1/h)	η^*/t (1/h)	η^*/τ
ステンレス鋼	923	14.0	0.0152	0.369	6.99	0.847	18.5	17.3	0.0695	0.927	0.00902	2.48	2.92	1.18
アルミナ煉瓦	824	2.10	.00255	.0553	1.05	.466	70.7	63.1	.120	.843	.00497	1.52	3.27	2.15
アルミナ・キャストブル	494	1.00	.00202	.0263	.499	.307	103	87.6	.170	.754	.00328	1.68	5.56	3.31

表2 温度分布

材質	τ	η^*	$\delta(0, 1, \tau)$	$\delta(0, 1+a, \tau)$	$\delta(0, \eta^*)$	$\theta(\zeta_1, \tau)$	$\delta(\zeta_1, 1, \tau)$	$\delta(\zeta_1, 1+a, \tau)$
ステンレス鋼	0.04	0.047	0.186	0.039	0.046	0.972	0.181	0.038
	.08	.094	.218	.076	.089	.973	.212	.074
	.12	.141	.248	.111	.131	.974	.242	.108
	.16	.189	.278	.145	.171	.975	.271	.142
アルミナ煉瓦	.025	.054	.545	.024	.052	.985	.537	.023
	.050	.108	.556	.046	.102	.986	.548	.045
	.075	.161	.567	.068	.148	.986	.559	.067
	.100	.215	.578	.089	.192	.987	.570	.088
アルミナ・キャストブル	.03	.099	.702	.026	.094	.990	.695	.026
	.06	.198	.710	.051	.179	.991	.704	.051
	.09	.298	.719	.075	.256	.991	.712	.074
	.12	.397	.727	.099	.324	.991	.720	.098

導率を無限大として求めた壁温を参照することは、熱の良導体である金属管の場合においてすら危険なことがわかる。このことは熱の不良導体である煉瓦やキャストابلの場合にはさらにはなはだしく、アルミナ・キャストابلの場合、管内面の温度は $T_i=1200^{\circ}\text{C}$ 、 $T_s=0\sim 40^{\circ}\text{C}$ とした場合 $872\sim 883^{\circ}\text{C}$ となり、従来の方法による結果の $389\sim 416^{\circ}\text{C}$ との差は 467°C 以上にも達する。

流出温度は入口温度を 1200°C としたとき、ステンレス鋼の場合 $1166\sim 1171^{\circ}\text{C}$ 、アルミナ煉瓦の場合 $1182\sim 1185^{\circ}\text{C}$ 、アルミナ・キャストابلの場合 $1188\sim 1190^{\circ}\text{C}$ で、流出時間の $3/4$ の間の温度変動はアルミナ・キャストابلの場合約 2°C 、ステンレス鋼の場

合でも 5°C 程度である。

表 2 から直ちにわかるように、温度伝導率 k/C の小さい場合ほど気流の温度は高く、管内壁の温度も大きい。

管内の温度分布を図 2~4 に示す。耐熱材料の温度は内面近くで急速に減少し、その後外面に向かってゆるやかに減少していることがわかる。

9. む す び

一様断面の薄い壁の円管の中を流れる縮まない流れによる非定常熱伝達を扱い、管壁の熱損失およびその中で動径方向への熱伝導を考慮に入れた場合の、気流および管壁の温度変化を求めた。最後の結果によれ

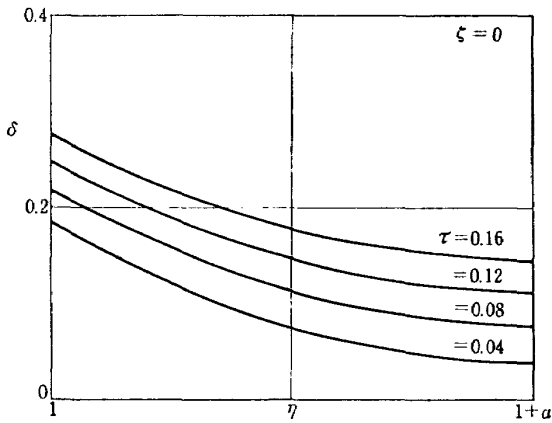


図 2 (a) ステンレス鋼の管の入口における温度分布

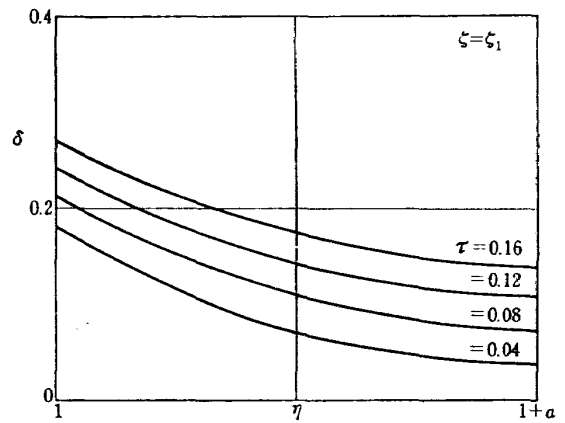


図 2 (b) ステンレス鋼の管の出口における温度分布

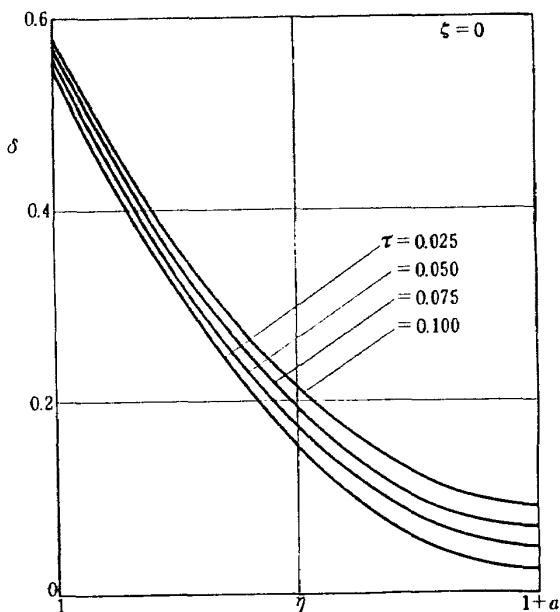


図 3 (a) アルミナ煉瓦の管の入口における温度分布

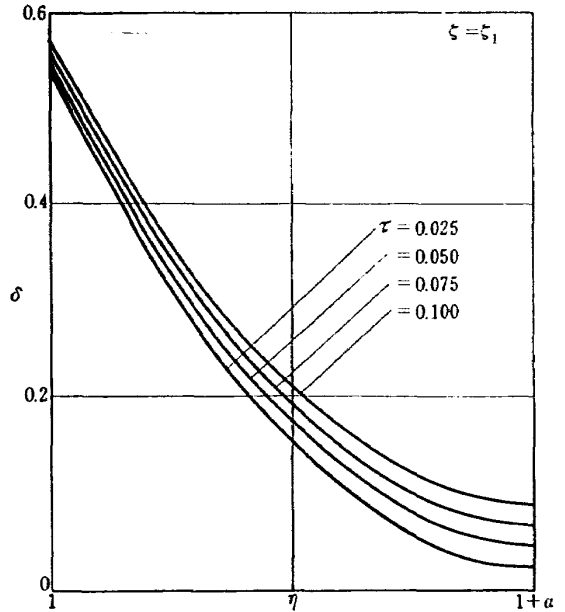


図 3 (b) アルミナ煉瓦の管の出口における温度分布

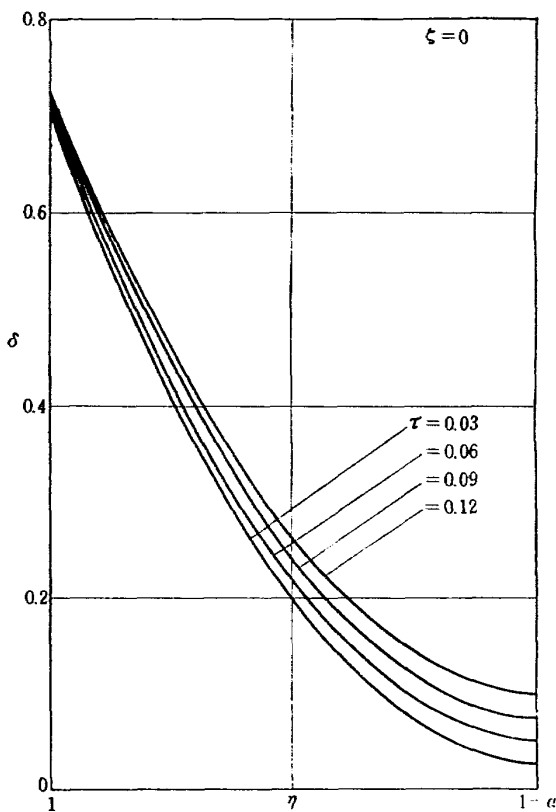


図 4 (a) アルミナ・キャストブルの管の入口における温度分布

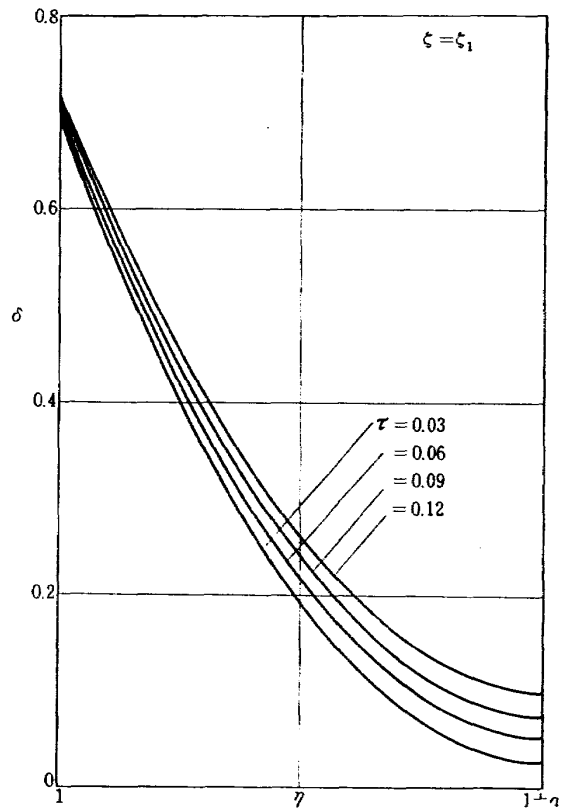


図 4 (b) アルミナ・キャストブルの管の出口における温度分布

ば、実際の場合の温度変化が第1報⁶⁾の付図から直ちに求められる。計算例として極超音速風洞の集合筒に適用した場合が示された。管壁温度が動径方向に変化しないと仮定する第1報の結果と比較して、気流の温度降下は同様に小さいが、管壁の温度は金属管の場合でもかなり違うことがわかった。すなわち管の材質がステンレス鋼のような金属であっても管の中にかんりの温度勾配がある。この温度勾配は、管の材質がアルミナ煉瓦やアルミナ・キャストブルのような断熱材料であるときには非常に大きく、この場合温度は管の内面近くでは急速に減少し、その後管の外面向ってゆるやかに減少する。したがって第1報の方法による管の温度を設計に用いることは、管の内、外面の温度差が時には非常に大きくなるので危険である。

絶縁された管に対しては、薄い壁の近似によって計算される内部流体の初期の温度は第1報の方法によって計算される値と等しい。

文 献

- 1) G. M. Dusinberre; Calculation of Transient Temperature in Pipe and Heat Exchangers by Numerical Methods, TRANS. ASME, vol. 76 (1954) pp. 421~426.
- 2) J. H. Judd; Transient Temperatures in Heat Exchangers for Supersonic Blowdown Tunnels, NACA TN 3078 (1954).
- 3) A. L. London, F. R. Biancardi, and J. W. Mitchell; The Transient Response of Gas-Turbine-Plant Heat Exchangers—Regenerators, Intercoolers, Precoolers, and Ducting, Journal of Engineering for Power, TRANS. ASME, Series A, vol. 81 (1959) pp. 433~448.
- 4) R. M. Cima and A. L. London; The Transient Response of a Two-Fluid Counterflow Heat Exchanger—The Gas-Turbine Regenerator, TRANS. ASME, vol. 80 (1958) pp. 1169~1179.
- 5) J. W. Rizika; Thermal Lags in Flowing Incompressible Fluid Systems Containing Heat Capacitors, TRANS. ASME, vol. 78 (1956) pp. 1407~1413.
- 6) 林 二識; 円管流の非定常熱伝達, 第1報 壁温が時間と流向距離のみによる場合, 航技研報告 TR-53 (昭和38).
- 7) W. H. McAdams; Heat Transmission, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, N.Y., third edition (1954).
- 8) Tables of Integral Transforms, editor, A. Erdélyi, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, N. Y., vol. 1 (1954).

付 録

第 1 報⁶⁾ の正誤表

1. (21) 式の導出

文献⁸⁾ の 244 ページから

$$e^{A/p}-1=\mathcal{L}\left[\sqrt{\frac{A}{\varphi}}I_1(2\sqrt{A\varphi})\right].$$

また文献⁸⁾ の 129 ページから

$$F(p+M)=\mathcal{L}[e^{-M\varphi}f(\varphi)]. \quad (54)$$

ここで $F(p)=\mathcal{L}[f(\varphi)]$ である。これらを用いて

$$\exp\left(\frac{A}{p+M}\right)-1=\mathcal{L}\left[\sqrt{\frac{A}{\varphi}}e^{-M\varphi}I_1(2\sqrt{A\varphi})\right].$$

合成定理により

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{-1}\left[\frac{1}{p}\left\{\exp\left(\frac{A}{p+M}\right)-1\right\}\right] \\ =e^{-M\varphi}I_0(2\sqrt{A\varphi})-1+M\int_0^{\varphi}e^{-M\psi}I_0(2\sqrt{A\psi})d\psi. \end{aligned}$$

$1/p=\mathcal{L}[1]$ および

$$\frac{1}{p}\exp\left(\frac{A}{p+M}\right)=\frac{1}{p}\left\{\exp\left(\frac{A}{p+M}\right)-1\right\}+\frac{1}{p}$$

から (21) が得られる。

2. (25) 式の導出

文献⁸⁾ の 245 ページから

$$p^{-1}e^{A/p}=\mathcal{L}[I_0(2\sqrt{A\varphi})].$$

これと (54) を用いて

$$\frac{1}{p+M}\exp\left(\frac{A}{p+M}\right)=\mathcal{L}[e^{-M\varphi}I_0(2\sqrt{A\varphi})].$$

合成定理を用いて (25) が得られる。

ページ	行	誤	正
5	欄 外	(ページ数脱落)	5
5	2	$\theta=$	$\bar{\theta}=$
7	下から 5	$\phi=$ の場合には	$\phi=0$ の場合には $A=1$ の場合を除き
9	10	Judd の式	Judd の式 ²⁾
10	(32)式	$G_1(\xi, \eta)$	$G_1(\xi, \zeta)$
10	(34)式	$I(\nu+1)$	$\Gamma(\nu+1)$
12	3	$\bar{\theta}=$	$\theta=$
13	3	気流の温度降下	ニッケルクロム鋼を用いた時の温度降下
14	表 3	c_{pf}	c_p
15	1	(追加)	(この β は空気の膨張係数で本文の β とは異なる。)
15	6	c_{pf}	c_p
15	11	求められる。	求められる。

- | | | | |
|--------|--|----------|--------------------------------------|
| TR-133 | 解離した極超音速流中での Teflon への熱伝達
の測定
Measurements of Heat-Transfer to Teflon
in Dissociated Hypersonic Flow | 1967年4月 | 野村茂昭 |
| TR-134 | 高速単段軸流圧縮機の研究
—二重円弧翼の性能—
The Aerodynamic Performance of a Single-
Stage Axial-Flow Compressor with Double-
Circular-Arc Blades | 1967年5月 | 藤井昭一, 西脇英夫
吉田晃, 五味光男
武田克巳, 菅原昇 |
| TR-135 | 同軸型電磁衝撃波管の作動機構
Driving Mechanism of an Electric Shock
Tube with a Coaxial Gun | 1967年5月 | 松崎利一 |
| TR-136 | Nearly-Free-Molecule-Flow におけるオリフ
イス型圧力管
Experimental Study of an Orifice-Type
Pressure Probe in Nearly-Free-Molecule
Flow | 1967年5月 | 恩地 瑛, 山本稀義 |
| TR-137 | 梁, 板結合構造物の振動 (I)
On the Natural Vibration of Plate-Beam
Combination Structures (I) | 1967年6月 | 越出慎一, 林 洋一
塙武敏 |
| TR-138 | 変厚片持板の静撓みについて
Deflection Analysis of Variable Thickness
Cantilever Plate | 1967年7月 | 塙 武敏, 越出慎一 |
| TR-139 | 多発動機付ヘリコプタの片発停止時における
最適着陸操作—前進速度0の場合—
Optimal Vertical Descent Procedure with
Partial Power of Multi-Engined Helicopters
—The Case of Rejected Take-Off— | 1967年8月 | 古茂田 真幸 |
| TR-140 | 流線法によるダクト流れ
Streamline-Curvature Approach to Duct
Flow Problems | 1967年9月 | 藤井昭一, 宇野威信 |
| TR-141 | マトリクス内力法による半張殻構造の応力解
析について
Semi-Monocoque Structures Solved Nu-
merically by the Matrix Force Method | 1967年10月 | 川島矩郎 |
| TR-142 | 動的模擬模型による姿勢のオンオフ制御実験
Experimental Studies on Some On-Off
Attitude Control Systems Using a Dy-
namic Model | 1967年10月 | 樋口一雄, 堀川勇壯
村上力, 小川敏雄
真柳光美 |
| TR-143 | 高負荷燃焼器の一次燃焼領域の研究
Experimental Studies on the Primary Zone
of High Intensity Combustors | 1967年10月 | 鈴木邦男 |

航空宇宙技術研究所報告144号

昭和42年11月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422) 44-9171 (代表)

印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川 2-27-12
