する λ_{LK}/λ_L に対するグラスホフ数として δ を含んだものを用いているだけで、伝熱面の大きさの影響を表わす項を含まない。伝熱面の大きさの影響について垂直空気層に対しては実験されていて第5図は E. R. Queer⁽⁶⁾ が垂直密閉空気層に対して行った実験結果の一例で、空気層の高さ、したがって伝熱面の大きさによって λ_{LK}/λ_L の値が変化することを示している。ただし空気層の厚みを用いたグラスホフ数が 6.45×10^4 の場合である。しかるに水平密閉空気層に対してはまだ全然実験されていない。これについては第2報に詳しく報告する。

3. 結 言

直径約 17 cm の円形伝熱面を用いて、水平密閉空気層の厚さ 6~40 mm に、空気層上下両面の温度差 15~100°C に変え、下部から加熱して実験を行い、伝熱率を測定し、 λ_{LK}/λ_L と G_r を用いて整理して次の結果を得た。

(1) G_r が約 6×10^4 以下では λ_{LK}/λ_L は式(21)で与

えられる。

(2) G_r が約 6×10^4 以上では λ_{LK}/λ_L は式(23)で与えられる。

(3) 空気層のふく射を除く伝熱抵抗は、対流が起ると空気層の厚みにほとんど無関係に一定となる。

(4) 空気層のふく射による伝熱量の計算式を与えた。

なお本研究は文部省自然科学研究費によるものであることを附記して謝意を表す。

注：一

(1) 昭和 25 年 3 月 京都および昭和 26 年 3 月 大阪において講演、原稿受付 昭和 27 年 5 月 24 日。

(2), (3) 正員, 京都大学。

(4) 伊東良治, 小沢和雄, 大塚義和, 工藤陸奥男, 学生員, 京都大学 (発表当時)。

(5) 大賀恵二: 伝熱諸論とその適用, p. 310。

(6) 第2報参照, 点線は理論曲線である。

(7) W. Mull und H. Reiher: Beihefte zum Gesundheits-Ingenieur Reihe 1, Heft 28 (1930)。

(8) E. R. Queer: Heating-Piping and Air Conditioning, Vol. 3, p. 960 (1931), 第2報参照。

536.23:536.253

空気層の伝熱抵抗について (第2報)⁽¹⁾

菅原 菅雄⁽²⁾ 岐 美 格⁽³⁾ 田中 史郎⁽⁴⁾ 斎藤 昭平⁽⁵⁾

Heat Transfer Resistance of Air Layer (2nd Report)

by Sugao SUGAWARA, Itaru MICHYOSHI, Shirō TANAKA and Shōhei SAITŌ

Heat transfer resistance of the air layer is severely influenced by the state of motion in the air layer. In this report, the state of motion is observed by using both $TiCl_4$ and NH_3OH , and the coefficient of heat transfer through the air layer is measured as the first report.

According to our experiments, the convective motion in the air layer is cellular motion and the breadth of a cell is about twice of the thickness of the air layer and the ratio between the thickness of the air layer and the breadth of a cell increases with Grashoff number. And then the heat transfer is theoretically analyzed and it is found that theoretical results agree well with the experimental data.

1. 緒 言

第1報においてわれわれは下部から加熱された水平密閉空気層の伝熱抵抗を測定した。しかるに空気層内の熱移動は、主として層内の対流によるものであるから空気層内の流動状態によって伝熱抵抗は変化を受ける。従来下部から加熱された水平空気層内の流動状態に関して、R. J. Schmidt 等は光学的方法を用いて研究しているが、その研究は空気層の流動状態のみについて行ったもので、互に密接に関係づけられた層内の流動状態と伝熱抵抗との両者の関係についてはほとんど触れていない。

この論文は、下部から加熱された水平密閉空気層内の流動状態を調査し、同時にその伝熱抵抗を測定して伝熱抵抗に及ぼす層内の流動状態の影響について実験的並びに理論的に研究したもので、第1報において述

第 1 図

No.	D m	F m ²	δ m	t_1 °C	t_2 °C	t_3 °C	t_1-t_2 °C	t_2-t_3 °C	b m
1	0'20	0'0314	0'012	39'54	20'74	17'59	18'80	3'15	
2	0'20	0'0314	0'012	63'43	24'93	17'12	38'50	7'81	0'0135
3	0'20	0'0314	0'022	25'24	19'34	18'56	5'90	0'78	
4	0'20	0'0314	0'022	33'25	20'57	18'63	12'68	1'94	0'0225
5	0'20	0'0314	0'022	44'45	21'96	18'26	22'49	3'70	0'0210
6	0'20	0'0314	0'022	49'69	18'42	12'98	31'27	5'44	0'0190
7	0'20	0'0314	0'022	64'74	20'97	12'72	43'77	8'25	0'0185
8	0'20	0'0314	0'032	30'00	16'27	14'29	13'73	1'98	0'0280
9	0'20	0'0314	0'032	38'77	15'85	12'29	22'92	3'56	0'0270
10	0'20	0'0314	0'032	44'39	16'75	12'29	27'64	4'46	0'0240
11	0'20	0'0314	0'032	53'75	18'80	12'53	34'95	6'27	0'0240
12	0'20	0'0314	0'043	18'86	13'98	13'45	4'88	0'53	0'0365
13	0'20	0'0314	0'043	26'03	13'86	12'29	12'17	1'57	0'0322
14	0'28	0'0607	0'027	25'05	8'68	6'51	16'37	2'13	0'0245
15	0'28	0'0607	0'027	35'19	10'06	6'51	25'09	3'55	0'0235
16	0'28	0'0607	0'027	41'09	11'15	6'75	29'94	4'40	0'0230
17	0'28	0'0607	0'027	53'59	13'50	7'05	40'09	6'45	0'0225
18	0'30	0'0708	0'017	34'76	10'00	6'39	24'76	3'61	0'0175
19	0'30	0'0708	0'017	47'82	14'75	9'41	33'07	5'34	0'0170
20	0'30	0'0708	0'017	60'31	16'99	8'92	43'32	8'07	0'0165
21	0'30	0'0708	0'017	77'62	22'07	11'39	55'55	10'68	0'0155
22	0'38	0'1138	0'016	32'69	10'42	7'23	22'27	3'19	0'0170
23	0'38	0'1138	0'016	49'37	14'04	8'19	35'33	5'85	0'0165
24	0'38	0'1138	0'016	54'71	16'02	9'41	38'69	6'61	0'0165
25	0'38	0'1138	0'016	74'04	17'89	7'71	56'15	10'18	0'0160
26	0'38	0'1138	0'026	22'54	8'62	6'75	13'92	1'87	0'0255
27	0'38	0'1138	0'026	28'93	9'58	6'75	19'35	2'83	0'0240
28	0'38	0'1138	0'026	38'49	11'99	8'19	26'50	3'80	0'0235
29	0'38	0'1138	0'026	49'26	13'07	7'23	36'19	5'84	0'0225

$$\theta = \frac{2}{a^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\frac{\lambda_n r}{a}\right)}{[J_1(\lambda_n)]^2} \frac{\sinh \frac{\lambda_n}{a}(l-z)}{\sinh \frac{\lambda_n l}{a}} \int_0^a f(\rho) J_0\left(\frac{\lambda_n \rho}{a}\right) \rho d\rho + \frac{2}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\frac{\lambda_n r}{a}\right)}{\sinh \frac{\lambda_n l}{a} J_1(\lambda_n)} \\ \times \left[\sinh\left(\lambda_n \frac{l-z}{a}\right) \int_0^z g(\xi) \sinh\left(\lambda_n \frac{\xi}{a}\right) d\xi + \sinh \frac{\lambda_n z}{a} \int_z^l g(\xi) \sinh\left(\lambda_n \frac{l-\xi}{a}\right) d\xi \right] \dots\dots\dots (3)^{(6)}$$

ただし J_0 および J_1 は第 0 次および第 1 次のベッセルかん数で, λ_n は $J_0=0$ の n 番目の正根. したがって合成樹脂板の側部および上部 $A'B'$ から出る全熱量は

$$Q = -2\pi \times 0.164 \int_0^c r \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_{z=l} dr \\ - 2\pi \times 0.164 c \int_0^l \left(\frac{\partial \theta}{\partial r} \right)_{r=c} dz \dots\dots\dots (4)$$

で与えられる. しかして補正項 m は

$$m = Q/Q' \dots\dots\dots (5)$$

によって計算される. 本実験では m の値は約 1.04 であった.

高温伝熱面と低温冷却面間のふく射による伝熱量

Q_R は第 1 報 q_{HC} で与えられる. ただし $\varepsilon_H=0.60$, $\varepsilon_G=0.85^{(7)}$, $\varepsilon_S=0.90$ とした.

かくして第 1 報と同様に表中 K_{LK} , λ_{LK}/λ_L および G_r が計算できる.

2.3 第 4 図は細胞状うずの形状比 β を縦軸に横軸に G_r をとって描いたものである. 実験値は幾分散らばるが, G_r が $4 \times 10^3 \sim 1.5 \times 10^5$ の範囲ではほぼ一直線上に乗る. この直線は次の実験式で与えられる.

$$\text{伝熱面の直径 } 20 \text{ cm} \quad \beta = 0.33 G_r^{0.12} \dots\dots (6)$$

$$30(28) \text{ cm} \quad \beta = 0.32 G_r^{0.12} \dots\dots (7)$$

$$38 \text{ cm} \quad \beta = 0.31 G_r^{0.12} \dots\dots (8)$$

表

β	Gr	Q kcal/h	Q_R kcal/h	Q_G kcal/h	K_{LK} kcal/m ² h°C	$\frac{\lambda_{LK}}{\lambda_L}$	$\frac{\lambda_{LK}}{\lambda_L} Gr$
0.89	4.09×10^3	3.32	1.69	1.63	2.76	1.49	6.08×10^3
	7.13×10^3	8.25	3.96	4.29	3.56	1.85	1.32×10^4
	8.75×10^3	0.82	0.48	0.34	1.83	1.86	1.63×10^4
0.98	1.79×10^4	2.04	1.04	1.00	2.52	2.51	4.49×10^4
1.05	2.99×10^4	3.90	1.93	1.97	2.78	2.76	8.24×10^4
1.16	4.21×10^4	5.76	2.62	3.14	3.20	3.15	1.33×10^5
1.19	5.31×10^4	8.67	4.07	4.60	3.39	3.26	1.73×10^5
1.14	6.43×10^4	2.09	0.95	1.12	2.64	3.87	2.49×10^5
1.19	1.006×10^5	3.57	1.60	1.97	2.99	4.33	4.36×10^5
1.33	1.185×10^5	4.80	2.05	2.75	3.16	4.55	5.40×10^5
1.33	1.410×10^5	6.71	2.76	3.95	3.60	5.12	7.22×10^5
1.18	6.12×10^4	0.55	0.27	0.28	1.70	3.44	2.11×10^5
1.33	1.450×10^5	1.65	0.74	0.91	2.39	4.77	6.91×10^5
1.10	5.48×10^4	4.34	2.35	1.99	2.02	2.56	1.40×10^5
1.15	7.41×10^4	7.19	3.73	3.46	2.26	2.84	2.11×10^5
1.17	8.34×10^4	8.89	4.70	4.19	2.32	2.87	2.39×10^5
1.20	1.005×10^5	13.04	6.79	6.25	2.57	2.92	3.11×10^5
0.97	1.75×10^4	8.51	4.50	4.01	2.29	1.80	3.15×10^4
1.00	2.22×10^4	12.60	6.77	5.83	2.49	1.92	4.26×10^4
1.03	2.59×10^4	19.01	9.77	9.24	3.01	2.26	5.83×10^4
1.09	2.80×10^4	25.22	13.62	11.60	2.96	2.15	6.02×10^4
0.94	1.37×10^4	12.01	7.01	5.00	1.97	1.46	2.00×10^4
0.97	1.91×10^4	22.00	12.49	9.51	2.37	1.71	3.26×10^4
0.97	1.98×10^4	24.90	14.04	10.86	2.47	1.76	3.49×10^4
1.00	2.72×10^4	38.50	22.90	15.60	2.74	1.93	5.26×10^4
1.02	3.94×10^4	7.06	3.88	3.18	2.01	2.45	9.64×10^4
1.08	5.17×10^4	10.40	5.85	4.55	2.06	2.49	1.29×10^5
1.11	6.61×10^4	14.35	8.00	6.35	2.12	2.52	1.67×10^5
1.15	8.39×10^4	22.15	11.80	10.35	2.52	2.95	2.47×10^5

第 4 図

これを見ると β は Gr が増すほど増加するが、その増加の割合は大きなものではない。そして β の値は

およそ 1 以上の値である。すなわち空気層の厚さの約 2 倍に等しいかあるいはそれ以下の幅をもつ細胞状のうずができています。このような細胞うずの存在はわれわれの実験ではグラスホフ数が約 7 000 ぐらいから確認できた。しかるに H. Jeffreys⁽⁸⁾ の理論解析によると、空気層の静止状態が破れ、細胞状うずに移行するグラスホフ数は約 2 300 であるから、うずを確認できたわれわれのグラスホフ数はそれと比較すると大きい。これは恐らくグラスホフ数の小さいときには白塩(チタン並びに塩化アンモニウムの微粉)⁽⁹⁾が空気の流れに乗り得なかったためであろうと考える。R. J. Schmidt と S. W. Milverton⁽¹⁰⁾ は伝熱面が直径 5" の円板について、水の層の場合を実験し、R. J. Schmidt と O. A. Saunders⁽¹¹⁾ は水および空気層について、伝熱面 9"×9" に対して光学的方法を用いて、その層内のうずの形状を研究している。彼等のうち前者は空気層の厚さ δ の約 3 倍、後者は約 2 倍の細胞状うずの

幅を得ていてわれわれの実験結果とも一致するものである。彼等のうち、後者はまた空気層の場合には徐々に乱れた状態に移行し、その値はグラスホフ数が約 61400 であると報告している。このような事実はわれわれの実験によっても観測され、 Gr が大きくなると時間的に変動がはげしくなり、空気の巻き上る位置や巻き下る位置が絶えず変動を続けることが判明した。このように下部から空気層を加熱するときは、空気は静止から細胞状うず、乱れた状態へと移行し、形状比 β も大きくなる。この傾向は伝熱面の大きさには無関係であるが、その値は伝熱面の大きさが小さいほど幾分大きい結果を得た。

第 5 図は $\frac{\lambda_{LK}}{\lambda_L} Gr$ と Gr とを両対数グラフにとって描いたもので、図中点線は第 1 報において説明した伝

第 5 図

熱面直径約 17 cm の場合である。図からわかるように $\lambda_{LK}/\lambda_L Gr$ が Gr とともに増加する傾向は第 1 報と同様で、実験値はすべてほぼ一直線上にのる。これより次の実験式を得る。

$$\text{伝熱面の直径 } 20 \text{ cm} \quad \frac{\lambda_{LK}}{\lambda_L} = 0.121 Gr^{0.3...} \quad (9)$$

$$30(28) \text{ cm} \quad \frac{\lambda_{LK}}{\lambda_L} = 0.101 Gr^{0.3...} \quad (10)$$

$$38 \text{ cm} \quad \frac{\lambda_{LK}}{\lambda_L} = 0.095 Gr^{0.3...} \quad (11)$$

これを第 1 報の結果と比較するとその係数以外は全く同一で、直径 20 cm の場合に Gr が約 6×10^4 をこえると直線からはなれて大きくなる⁽¹²⁾傾向もまた同様である。

一般に第 1 報の絶対法による K_{LK} の測定値は、全発生熱量からさし引くべき伝熱量を正確に求める困難さから幾分大きくなる傾向にあり、本報の比較法によ

る K_{LK} の測定値は交換熱量の補正の困難さのために幾分小さくなる傾向にあるが、第 1 報において述べた伝熱面の大きさの影響は確定的であると考えられる。

第 6 図

第 6 図は $Gr = 2 \times 10^4$ の場合に伝熱面の直径が λ_{LK}/λ_L に及ぼす影響について図示したもので、第 1 報第 5 図の垂直空気層の場合と同様な関係、すなわち実験範囲内で伝熱面の大きくなるほど λ_{LK}/λ_L は小さくなるがその減少の割合は伝熱面が大きくなると急速に減少する。この事実は λ_{LK}/λ_L に重大な影響を及ぼす空気層内の流動したがつて β の、伝熱面に対する関係と同様であり、これは伝熱面の小さいほど空気層の側面と粘性の影響によってうずの幅の減少するためと考えられる。

第 7 図

第 7 図は上記実験式から Gr を消去して $\frac{\lambda_{LK}}{\lambda_L}$ と β とを両対数グラフにとって実線で描いたもので、これによると β がわずかに増しても λ_{LK}/λ_L は急激に増加している。これはうずの循環の強さを考慮しなければならないことを暗示している。しかるに形状比 β も循環の強さも、与えられた空気層の厚さ、上下両面の温度差、すなわち Gr によって規定されるものであるから、循環の強さと β との間にはある関係があると考えられる。われわれは次に簡単な理論解析を試み、これらの事実を明らかにし、実験結果と比較する。

3. 理 論

空気層内にできる細胞状うずを、いま簡単に2次元平面うずと考え、第8図のように並んでいるものとする。そして x 方向の速度を u , y 方向のそれを v として、 u を次式で近似する⁽¹³⁾。

第 8 図

$$u = -A \sin \pi \frac{x}{b} \sin 2\pi \frac{y}{\delta} \quad (12)$$

この式において、上下両面の速度 u は粘性のために 0 となっている。連続の条件

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (13)$$

を用いて、上下両面で速度 v が 0 なる条件より

$$v = -A \frac{\delta}{2b} \cos \pi \frac{x}{b} \left(\cos 2\pi \frac{y}{\delta} - 1 \right) \quad (14)$$

を得る。ここに A は速度の元を持ち、グラスホフ数のかん数と考えられ、実験結果と比較して決定される。

$$\text{渦度 } \xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (15)$$

を計算し、循環 Γ を求めると

$$\Gamma = \int \int_S \xi dx dy = A \frac{\delta^2}{b} \quad (16)$$

を得る。

境界 $OABC$ 内の温度分布は上記速度 u, v を用い次の熱平衡式により計算される。

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (17)$$

ここに k は空気の温度伝ばん率である。境界条件は次のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} y=0 : T=T_1 \\ y=\delta : T=T_2 \\ x=0, x=b : \frac{\partial T}{\partial x}=0 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

$$\text{いま } \Theta = \frac{T-T_2}{T_1-T_2} \text{ と}$$

第 9 図

おき、(17)式を解くために階差方程式を用い。第9図を参照して

$$\frac{u}{2h} \{ \Theta(1,0) - \Theta(-1,0) \} + \frac{v}{2l} \{ \Theta(0,1) - \Theta(0,-1) \}$$

$$\begin{aligned} & - \frac{k}{h^2} \{ \Theta(1,0) + \Theta(-1,0) - 2\Theta(0,0) \} \\ & - \frac{k}{l^2} \{ \Theta(0,1) + \Theta(0,-1) - 2\Theta(0,0) \} = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

$$\text{ここで } l = \delta/\phi, h = b/\varphi \left\{ \begin{aligned} u &= Au_0, v = Av_0 \end{aligned} \right. \quad (20)$$

とおき、(19)式を書きかえて次式を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{u_0 \varphi}{2} \frac{A \delta}{k} \frac{\delta}{b} \{ \Theta(1,0) - \Theta(-1,0) \} \\ & + \frac{v_0 \psi}{2} \frac{A \delta}{k} \{ \Theta(0,1) - \Theta(0,-1) \} \\ & - \varphi^2 \left(\frac{\delta}{b} \right)^2 \{ \Theta(1,0) + \Theta(-1,0) - 2\Theta(0,0) \} \\ & - \psi^2 \{ \Theta(0,1) + \Theta(0,-1) - 2\Theta(0,0) \} = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

この式において δ/b はうずの形状比 β であり、かつ

$$\frac{A \delta}{k} = \kappa \text{ (無次元数)} \quad (22)$$

とおくと、これは(16)式より循環 Γ と β とを用いて

$$\kappa = \frac{\Gamma}{k \beta} \quad (23)$$

と書くことができる。

数値計算は $l=h$ として $OABC$ を小正方形に分割して行う。しかるときは $\Theta(0,0)$ は、周囲の4個の値を用いて次式で計算できる。

$$\begin{aligned} \Theta(0,0) &= \frac{1}{4} [\Theta(1,0) + \Theta(-1,0) + \Theta(0,1) + \Theta(0,-1)] \\ & - \frac{\kappa}{8 \varphi \beta} [u_0 \{ \Theta(1,0) - \Theta(-1,0) \} \\ & + v_0 \{ \Theta(0,1) - \Theta(0,-1) \}] \end{aligned} \quad (24)$$

第 10 図

計算は、 $\beta=0.8, 1, 1.2$ のそれぞれにつき、 κ を 3, 5, 7, 12 および 30 に変えて行った⁽¹⁴⁾。第10図はうず内の等温線を示すもので、実線は $\beta=1, \kappa=5$, 点

線は $\beta=1$, $\kappa=12$ として計算した場合で, κ が増すほど等温線が x 軸に平行な直線からかたよることが激しくなってくる. 第 1 報第 3 図中点線は境界 CB 上の y 方向の温度分布を示すもので実験結果 (実線) と比較すると, その分布の状態はよく似ていて, 空気層の側壁に沿って空気は巻き下りながら流れていたことを示すものである.

1 個の うず について, 伝熱量 Q_{LK} は

$$Q_{LK} = \int_0^b -\lambda_L \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} dx \quad (25)$$

一方, 伝導のみによると考えると, その伝熱量 Q_L は

$$Q_L = \lambda_L \frac{1}{\delta} \cdot (T_1 - T_2) \cdot b \quad (26)$$

したがって

$$\lambda_{LK}/\lambda_L = Q_{LK}/Q_L = \frac{\delta}{b} \int_0^b - \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_{y=0} dx \quad (27)$$

第 2 表 λ_{LK}/λ_L

κ	3	5	7	12	30
β					
0.8	1.09	1.22	1.37	1.64	2.11
1.0	1.10	1.24	1.41	1.71	2.31
1.2	1.17	1.37	1.59	2.03	3.02

第 2 表は上式により計算した λ_{LK}/λ_L の値を示している. 第 7 図に κ をパラメータとして点線で示した. これより β および κ が増すほど λ_{LK}/λ_L は増し, この傾向は実験結果とよく一致している. しかるに前述したように, 空気層を下部より加熱するときはグラスホフ数により形状比 β 並びに循環 Γ は規定されると考えられるから, Γ したがって κ と β との間にはあるかん数関係が存在すると思われる. いま

$$\kappa = 18 \beta^{0.2} \quad (28)$$

と仮定すると κ は β により一義的に定まり, 図中丸印の位置に来る. これらの点を連ねた鎖線を実験結果 (実線③)⁽¹⁵⁾ と比較すると $\frac{\lambda_{LK}}{\lambda_L}$ と β との関係においてよく一致する. すなわち換言すれば, グラスホフ数が増すほどうずの形状比 β は増し, 同時にうずの循環の強さ Γ が大きくなって伝達熱量は伝導によるよりもはるかに大きくなると結論できる. なお式(22), (28)および β と G_r との実験式より, A を G_r のかん数として求めることができ, G_r が約 3×10^4 のとき約 2.7 cm/s となる.

このように理論は空気層内の細胞状うずを 2 次元平面うず (実際は 3 次元立体うずであるが, その中心を通る断面で切断して考えた.) に仮定して計算を行ったのであるが, 実験結果とよく一致し, かつ前章で指摘したように, β がわずかに増しても λ_{LK}/λ_L が急激に増

加するのはうずの循環 Γ が急激に増加するためであることが判明した.

第 11 表

最後に第 11 図に伝熱抵抗 $1/K_{LK}$ と空気層の厚さ δ との関係を, 伝熱面の大きさの影響の少いと考えられる直径 38 cm の場合に対して図示した. ただし低温部を 20°C としてある. このように空気層の厚さが約 1 cm 以上 (上下両面温度差により異なるが) になって層内に対流が起ると, 伝熱抵抗は層の厚さにはほとんど無関係に一定となる⁽¹⁶⁾.

4. 結 言

直径 20, 30 および 38 cm の円形伝熱面を用いて水平密閉空気層の厚さを 1~4 cm, 上下両面の温度差を 4~60°C に変え, 下部から加熱して実験を行い, 次の結果を得た.

- (1) 空気層内の流動は, 対流が起ると細胞状うず運動をなし, そのときうずの形状比 β は式(6), (7) および (8) で与えられ, うず はだいたい空気層の厚さの約 2 倍あるいはそれ以下の幅をもつ.
- (2) 伝熱面の大きさが小さいほど β は幾分大きくなる.
- (3) G_r が約 6×10^4 以上では層内の流動状態は乱れた状態へ移行する.
- (4) λ_{LK}/λ_L は式(9), (10)および(11)で与えられる.
- (5) 伝熱面の大きさが小さいほど, 同じ G_r に対して λ_{LK}/λ_L は大きくなる.
- (6) 簡単な理論解析を行って実験結果と比較し, β がわずかに増しても λ_{LK}/λ_L が急激に増加するのは, うずの循環 Γ によるものであることを見出した.
- (7) 空気層の伝熱抵抗 (ふく射を除く) $1/K_{LK}$ と厚さ δ との関係を伝熱面積の影響の少い直径約 38 cm の場合に対して図示した. これによると $1/K_{LK}$ は層内に対流が起れば厚み δ にほとんど無関係に一定で

ある。

本研究は文部省自然科学研究費によるものである。

注：一

- (1) 昭和 27 年 3 月 京都および昭和 27 年 4 月東京において講演、原稿受付 昭和 27 年 5 月 24 日。
- (2), (3) 正員, 京都大学。
- (4), (5) 学生員 (発表当時), 京都大学。
- (6) かん数 f および g はそれぞれ半径 OD 上および側面 DA 上の温度分布。
- (7) ガラスの吸収能より推定。
- (8) H. Jeffreys: *Philosophical Magazine* 2, p. 833 (1926)。
- (9) 粒子のだいたいの大きさは、たとえば佐々木、玉野: 空気力学実験法 p. 186。
- (10) R. J. Schmidt & S. W. Milverton: *Proc. Roy. Soc., A.* 152, p. 586 (1935)。

- (11) R. J. Schmidt & O. A. Saunders: *Proc. Roy. Soc., A.* 165, p. 216 (1938)。
- (12) $\lambda_{LK}/\lambda_L = 0.091 G_r^{1/3}$ 。
- (13) 渦心を $OABC$ 内の M 点 ($x=b/2, y=d/2$) に置いて考えた。
- (14) κ の中には未知数 A を含んでいるから、 B と κ とにそれぞれ独立に任意の値を与えて計算し、最後に実験結果と比較して決定する。
- (15) 伝熱面の大きさの影響の少いと考えられる直径約 38 cm の場合に対して比較した。
- (16) 第 1 報参照、なお対流が起り始めるときのグラスホフ数の値を図から求めると約 2300 となり、Jeffreys の理論値と一致する。附記 最近 M. Jakob (*Trans. A.S.M.E.* 68, p. 189, 1946) は Mull と Reiher の実験結果をあらためて整理して次式を与えている。
 $10000 < G_r < 400000 : \lambda_{LK}/\lambda_L = 0.195 G_r^{1/4}$
 $G_r \geq 40000 : \lambda_{LK}/\lambda_L = 0.068 G_r^{1/3}$

536.242 : 662.921

平面壁における熱移動について⁽¹⁾

菅原 菅雄⁽²⁾ 佐藤 俊⁽³⁾

Heat Transmission of a Flat Wall

by Sugao SUGAWARA and Takashi SATO

In this paper, we analysed heat transmission of a flat wall, by two dimensional heat conduction theory, in the case where heat exchange occurs by heat transfer only on one side of its surface. In the theoretical analyses of heat conduction, it is usually assumed that surface heat transfer coefficient is constant. However, in actual cases, it is not constant but a function of position or temperature. In this paper, we obtained general solutions by assuming that it is a function of position, and then, showed an example of calculation by this method in the case where heat transfers to flowing air by laminar surface heat transfer. In this way, it is made clear that surface temperature distribution is remarkably different from the distribution given by an analysis of one dimensional heat conduction, if a wall in thick its thermal conductivity is better. But there is no remarkable difference between the results obtained by both methods with regard to heat quantity exchanged on the surface.

1. 緒 言

従来、熱伝導の理論においては、表面の熱伝達率は一定として取り扱われたものが多いが、実際には熱伝達率は一定ではなく、位置あるいは温度によって変化する場合があります。本論文は平面壁内の二次元定常熱伝導を取り扱うに当って、その表面の熱伝達率を位置の関数として解き、温度分布、伝達熱量等の伝熱諸量を求めんとするものであって、具体的な一つの例として、表面が強制流動する流体との間に層流熱伝達によって熱交換を行う場合について計算し、一次元熱伝導解法による近似解との比較を行った。

2. 基礎関係式

第 1 図のごとく、壁表面に沿って x をとり、それに直角方向 (厚さの方向) に y をとる。壁面内における温度の満足すべき基礎微分方程式は、熱の流れを二次元定常とした場合には次式で与えられる。

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

第 1 図

ただし、 T は壁内の任意の点の温度である。いま流体との間に熱伝達を考える面を $y=0$ にとり、その表面の温度を T_s 、 $y=b$ (便宜上壁外側表面とよぶ。) の表面温度を T_0 、流体の温度を T_f とする。ただし、ここに言う熱伝達は必ずしも対流によるもののみに限る