

東京工業大学

日野 幹雄

北海道開発局

佐々木 庸介

1) 流れの場における熱輸送の問題は、これまで種々の分野で取り挙げられて来た。機械工学や化学工学の分野では、管路内の問題が対象とされた。この場合には、熱の輸送は流れと直角方向(半径方向)に限定されて居り、この領域内の gross な量の間の関係が興味の対象であり種々の実験的研究が行われた。一方、気象学の分野(大気乱流の分野)では、地表面近くの *constant-stress-layer* , いわゆる接地気層内の流れ方向に均一な場における流速および温度分布が対象とされ、Monin や Obukhov らの連学派による華々しい *similarity theory* が展開された。

熱の影響を受ける乱流については、このように広い範囲にわたり研究が行われているが、次の点に因りて未だ説明を要すると考えられる。

- 発達しつつある平板に沿う乱流境界層; この場合には *constant stress layer* は底面近旁に限られ、気象学における *similarity theory* がそのまま成立しない。
- 熱の及ぼす *dynamical effects* ; 熱平板上の乱流に関する基礎的研究としては Johnson や 繁富らの研究を挙げることができるが、いづれも熱が流れに積極的に作用する範囲をさけ、熱の受動的影響を調べている。また、Cermak らは *similarity theory* との比較のために境界層の極く下部について調べている。

著者らはここ2年間ほど以上のような観点から実験をすすめて来たが、時を同じくしてここ1〜2年ほどの間に熱が主役を演ずる *dynamical effects* についての数値実験の論文が見られるようになった。例えば、Lauder (J. F. M., 1975), Arya (J. F. M. 68, 1975), Wyngaard et al (J. Atm. Sci. 31, 1974) 等を挙げることができる。

乱流の研究というと、すぐ乱れの強さとかスペクトルとかいう事になるが、著者らはもっと地道に平均量について詳細な実験を積み重ねて、熱の力学的効果を検討することを基本とした。熱の力学的効果を小風洞でねらうには、低風速 ($U < 2 \text{ m/s}$) で行わなければならないが、風速測定や温度分布の測定は測定精度・流れの安定性等の上から思いの外困難であった。膨大な実験資料の中からいくつかの結果を取り出して、以下に検討する。

2) Monin-Obukhov 長さ: 乱流熱境界層を記述するパラメーターは、*constant-stress layer* 内の平衡状態にある接地気層に関する Monin-Obukhov の相似理論によれば、

$$L_* = -U_*^3 / \frac{K^2}{T_\infty} \frac{\partial \theta}{\partial y} \quad (1)$$

で表わされる。われわれの場合も L_* を熱効果を表わすパラメーターとみなし、熱境界層厚さ δ_{*T} を次式

$$\delta_{*T} = \int_0^\infty (T - T_\infty) / (T_w - T_\infty) dy \quad (2)$$

により定義し、 δ_{*T} / L_* を加熱効果のパラメーターとした。(L_* の他 Richardson 数も計測したが、頁数の関係上省略。))

3) 摩擦係数: Fig. 1 は、摩擦係数に相当するものとして U_* / U_∞ が x 方向に如何に変化するかも加熱 (○印) および非加熱 (●印) の場合について比較したものである。

4) 流速分布形: 乱流境界層全体の流速分布を表わすものとしてベギ乗則

$$\frac{U}{U_*} = \left(\frac{y}{\delta_*} \right)^n \quad (3)$$

をとり、ベギ指数の変化と加熱パラメーター δ_{*T} / L_* との関係を示したのが Fig. 2 である。

風速分布を *semi-log* 法則で表わし、分布形の変化を Karman 定数の変化で表わした場合の加熱パラメーター δ_{*T} / L_* と K との関係を図 3 に示す。

いずれの場合にも $-\delta_{*T}/L_* = 0.3$ 以上で dynamical effects が明らかとなる。

5) 対数分布則一壁法則: 加熱の影響は主として, 加熱壁近旁に生じるとされる。そこで, 壁近旁の風速分布を壁法則

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{K} \ln \frac{U_* y}{\nu} + A_s \quad (4)$$

の形で整理し, 非加熱の場合の曲線と比較したのが Fig. 4 である。Karman constant K の変化のほか, 分布定数 A_s が増加している。

このことは, ν が温度 T の関数となる結果, viscous sublayer 内風速分布が直線分布則よりずれるためとして説明しうる (Fig. 5)。

6) log + linear - law との比較: Monin-Obukhov 理論によれば, constant stress layer 内の風速分布は, 熱の影響が中程度ならば, log + linear - law で与えられる。しかし, Fig. 6 に示すように, 風洞内の熱乱流境界層についてはこの法則はあてはまらない。これは constant - stress - layer の遙か上方を対象としているから当然ともええし, また, 新しい理論の必要性を示すものでもある。

7) 温度分布: 温度分布についても以上の風速分布と同様の実験解析を行った。その他, 温度乱れの分布の測定を行い, mixing length の推定を平均温度分布および温度乱れより行った。Fig. 7 はその結果であり, スフの結果に相異がみられた。

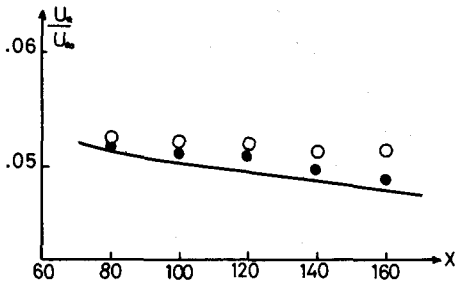


Fig. 1. : Effect of heating on the friction factor, solid circle, non-heating, open circle, heating

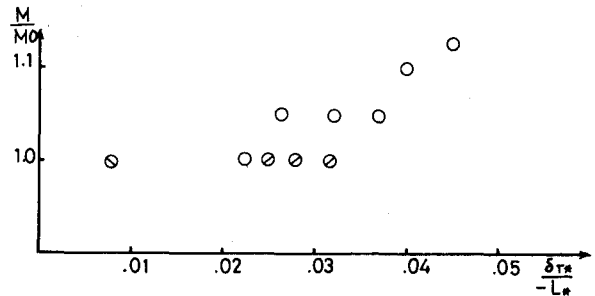


Fig. 2. ; Effect of heating on the exponent of velocity profile.

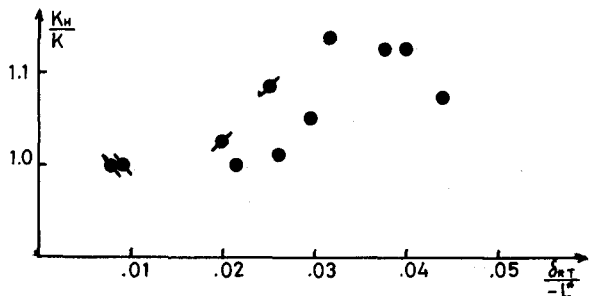


Fig. 3. : Effect of heating on the Karman constant.

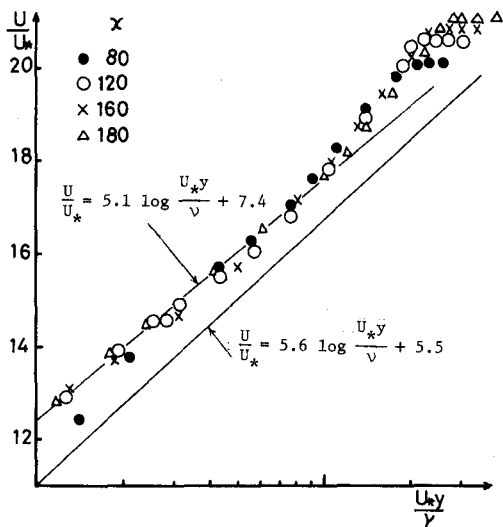


Fig. 4. : Change of velocity profile checked for the wall law.

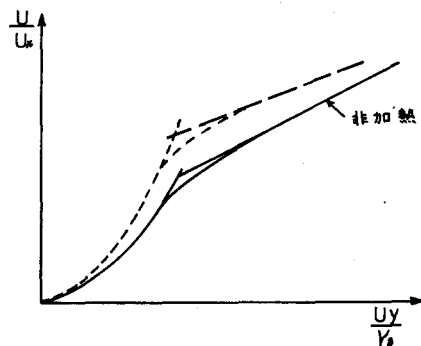


Fig. 5. : Schematic explanation of change in the wall law velocity profile.

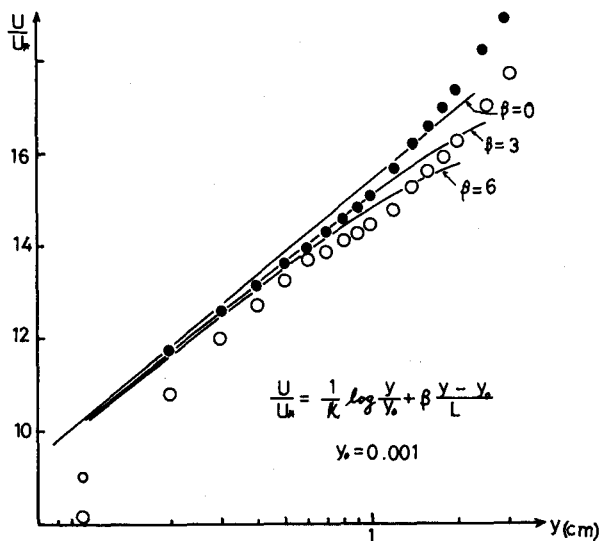


Fig. 6. : Test of the Monin-Obukhov similarity theory.

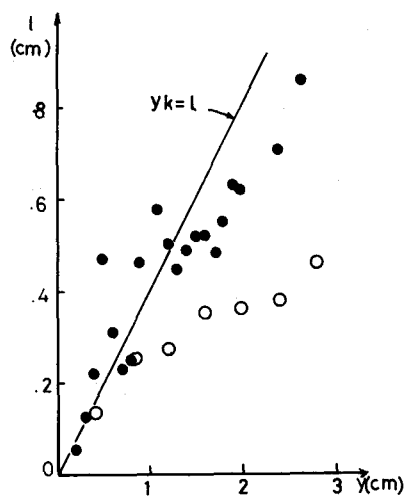


Fig. 7. : Profile of mixing length distribution as determined from the mean profile (solid circle) and from the turbulent temperature fluctuation (open circle).