Ⅱ－38　　**粗さの異なる面の境界線に沿った流れについて**

神戸大学　正　員　○鏡　源亮
学生員　佐伯　昇

粗さの異なる面を2枚風方向に平行に,風洞内に左右に敷いた時,それら面の境界線附近に生じる流れの状態について考察する。　実験模型,座標等は図－1に示す通りである。

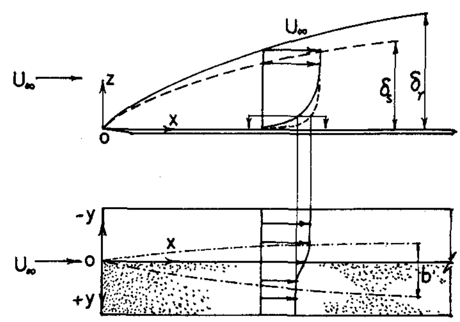

Fig. 1

流れは一応3次元境界層流れであるが,Vaglio等によって示された3次元境界層流れ(乱流)の式はこの場合不適当と思われる。なぜならば主流の大きさは横方向成分と同程度の大きさとは考えられず,且つ流れ方向,横方向の"長さ"も同程度の量と思えないからである。

横方向の風速成分,"長さ"が高さ方向のものと同程度の大きさであり,主流方向のものよりもはるかに小さいと考えるのがこの場合適当と考える。

この考えに基づき,Navier－Stokesの式より,定常,乱流の場合について運動の式を求めると,

$$\bar{u}\frac{\partial\bar{u}}{\partial x}+\bar{v}\frac{\partial\bar{u}}{\partial y}+\bar{w}\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial y}\left[\nu\frac{\partial\bar{u}}{\partial y}-\overline{u'v'}\right]+\frac{\partial}{\partial z}\left[\nu\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}-\overline{u'w'}\right] \qquad (1)$$

となり,又連続の式は

$$\frac{\partial\bar{u}}{\partial x}+\frac{\partial\bar{v}}{\partial y}+\frac{\partial\bar{w}}{\partial z}=0 \qquad (2)$$

が得られる。

一方乱流エネルギーに関する式も上記の考えに基づけば,次ぎの(3)式のように書き表わすことが出来る。

$$\bar{u}\frac{\partial\overline{\frac{g^2}{2}}}{\partial x}+\bar{v}\frac{\partial\overline{\frac{g^2}{2}}}{\partial y}+\bar{w}\frac{\partial\overline{\frac{g^2}{2}}}{\partial z}+\overline{u'v'}\frac{\partial\bar{u}}{\partial y}+\overline{u'w'}\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}$$
$$+\frac{\partial}{\partial y}\overline{v'\left[\frac{g^2}{2}+\frac{p'}{\rho}\right]}+\frac{\partial}{\partial z}\overline{w'\left[\frac{g^2}{2}+\frac{p'}{\rho}\right]}=\varepsilon \qquad (3)$$

但しここで $\overline{g^2}=\overline{u'^2}+\overline{v'^2}+\overline{w'^2}$ であり,$\varepsilon$ は消散エネルギーを示す。

これら基本式に基づいて流れを検討する前に,実験模型について考えて見る。　今もし風洞が充分横巾があり,滑粗2面の境界線より,どちらの面上でも充分離れた所においては,境界線の存在は物理的に影響しなくなり,そこでは単なる2次元境界層流れとなる。従って風速分布は対数法則によるとすれば,$\bar{u}=(U_*/k)\ln(z/z_0)$ で表示され,境界層の厚さ $\delta$ は高さ方向の風速成分を $U_*$ に比例するとすると,

$$x=\frac{\delta}{bk}\left[\ln\frac{\delta}{z_0}-1\right] \qquad (4)$$

で与えられる。　但しここで $z_0$ は面の粗さを与える量,$b$ は比例常数である。　(4)式に基づけば leading edge より風下同距離の点においては,

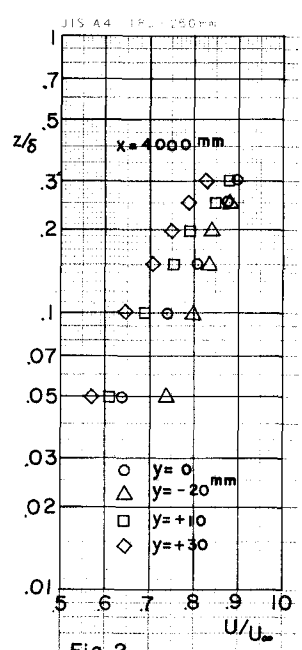

Fig. 2

面の粗いものほど境界層厚さは大きい。

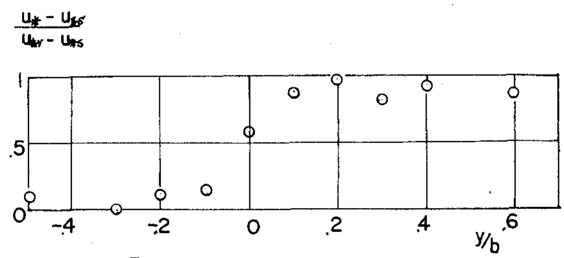


Fig. 3

この実験模型のように境界層外の風速が同一であり，面上下風速が零であることを考えれば，境界層内の水平断面における主流の風速分布は滑面上が大で，粗面上は小さい。滑粗面の境界線附近においては図－1に示すように，Prandtl の示したような不連続な風速分布の"Smoothing out"が期待される。

この水平断面の風速分布は(1)式において z に関する項を省略し，Goertler, Tollmien 等の手法を参考とし，水平方向の剪断力 $-\rho\overline{u'v'}$，或はそれから得られる渦粘性係数に関して適当な値を入れ得れば，それに応じた分布形を得ることは難くない。問題は従って2面の境界附近の乱流状態に帰着される。

その場合，主流方向について，2面の状態は全く同一であることから，たとえ境界線附近においても高さ方向については2次元境界層の流れと全く同一の状態が考えられ，風速分布は $\bar{u} = (U_*/\kappa)\ln(z/z_0)$ で表示される。たゞし $U_*$, $z_0$ は滑粗2面各々固有の値と異なり，境界から横方向に離れるに従って各々滑粗面のそれぞれの値に近づくものと考える。上記の事を風洞実験を行って確かめると図－2, 3のようになる。このことから高さ方向については乱流エネルギーは

$$\overline{u'w'}\,\partial\bar{u}/\partial z + \partial/\partial z\,\overline{w'[q^2/2 + p/\rho]} = \varepsilon_1 \qquad (5)$$

の関係が成立し，横方向については

$$\bar{u}\frac{\partial \overline{q^2/2}}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial \overline{q^2/2}}{\partial y} + \bar{w}\frac{\partial \overline{q^2/2}}{\partial z} + \overline{u'v'}\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}\overline{v'[q^2/2 + p/\rho]} = \varepsilon_2 \qquad (6)$$

となる。たゞし $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$ である。

(6)式を境界層外の風速 $U_\infty$ と境界層厚さ $\delta$ で無次元化して，その各項の大きさを風洞実験結果より大小比較すると，Advection の項は $10^{-2}$～$10^{-1}$ 程度であり，Production は 10，Diffusion は 1 程度となる。

従って(6)式は書き変えられて，

$$\overline{u'v'}\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}\overline{v'[q^2/2 + p/\rho]} = \varepsilon_2 \qquad (6)'$$

となり，横方向にも Shear Zone が存在すると考えるのが妥当と思われる。

従っていわゆる水平断面の風速分布の"Smoothing out"の巾 b は，主流方向に境界層厚さと同じ傾向の発達を示すはずであり，図－4に実測による結果を示す。たゞし実際問題として実験結果より b を求めることは困難であるので，巾 b に要るものとして，"Smoothing out"の平均風速を求め，さらに 3/4 風速，1/4 風速を求めて，3/4 風速から 1/4 風速までの巾 $b_*$ を採用した。

尚この実験に使用した風洞は試験区間 $.5 \times .5 \times 5^m$ のもので，境界層外風速は $15^m/sec$ である。

又圧力勾配は零となるよう調整した。

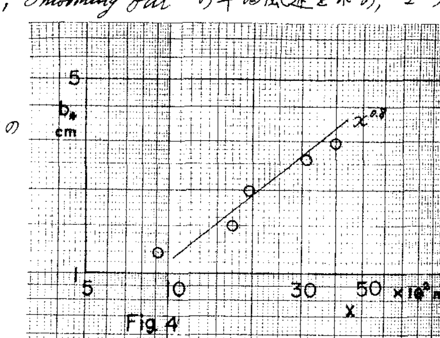


Fig. 4