II-41

移動床における乱流層の発達

神戸大学 正員 篭 源亮
鹿島建設 〃 ○浦川 和男

先きに報告を行ったように[1]，移動床下の砂層中においても，砂層表面の極く近傍においては，いわゆるダーシーの浸透流で求められるよりも，はるかに流速の大きいかつ乱れを有する流れが存在する。

この流れの層厚は，たまたま実験を行った水路では非常に薄く砂粒子の径の数倍の厚さしかなかったので，流れの測定には測感部の小さな熱線を用いる等充分留意したが，それでも砂粒子の移動があり，正確にこの移動床下の乱流層の状態を求めることは困難であった。

従って，風洞に粗面をおいて，この粗面内の気流を測定することにより，移動床における流れを推定することとした。 この風洞実験による気流と移動床の流れの相似は以下のように考えられる。

この風洞模型の対象としては，地表の植生(森林等)上を流れる気流が考えられるが，これら植生中を流れる風速分布については経験的に指数関数型のものが得られている。

この分布は，粘性による剪断力が，その流速の2乗に比例することを，プラントルの混合距離理論に適用し，且つ，その混合距離が一定という仮定の下で解くことによっても得られる[2]。 一方粘性による剪断力が流速の2乗に比例することは乱れを有する砂層中の非ダーシー流において言われていることである。 さらに砂層の流れはよく行われるようにこれを細管模型化するならば，その細管の太さにばらつきはあっても，ある平均径の細管束の流れと考えられるから，砂層中の乱れの大きさ，混合距離は一様に分布していると考えてさしつかえない。 このように考えるならば植生中の気流と，移動床下の乱れた流れの間に相似が成立するとしてもよいであろう。

風洞実験における粗面内の乱れの大きさの分布は，この乱れた層の発達，流速分布，剪断力分布を求める上から重要であるが，実験により直接実測されたことはないようである。 植生中の気流からは直接実測された例もあるが[3]，充分なデーターでなくその結果から直ちに乱れの大きさの分布を判断することはやゝ困難である。 この風洞実験によっても直接乱れの相関から求めては見たものゝ，実験回数と相関の取り方が充分でなかったゝめかバラツキが多く結論を得られなかった。 従って粗面内の乱れた層の下流方向えの発達等から間接的に考察することゝする。

粗面下の乱れた流れは薄層流であるため境界層の流れの考え方を導入することが可能である。

今混合距離 l を一定としてプラントルの理論を適用して境界層の運動の方程式を解くと流速分布 u は

$$u=\frac{const.}{(6l^2x)^{1/3}}\exp-\frac{y}{(6l^2x)^{1/3}}$$

でもとめられる。たゞしこゝで粗面上を$y=0$とし下方粗面内にyを正にとっている。

今この粗面内の乱れた層の厚さをδとし，その先の流速がいわゆるダーシーの浸透流につながるものとして一定値u_δであるとすると

$$\delta \propto x^{1/3} \ln x^{1/3}$$

となる。風洞実験よりもとめたこの層の下流方向えの発達は図に示すように上記と一致しない。このことは，混合距離lを一定とすることに無理があるように考える。

今混合距離lを粗面内において，粗面表面にむかって一様にその大きさを増加するものとすれば，流速分布はよく知られているように対数型の分布となる。しかし実測による流速分布はこの対数型とやゝ異ったものが得られている。

混合距離lのかはりに渦動粘性係数を用いて，これが粗面内の乱れた層において上方に一様に増加しているものと考え，境界層の運動方程式を解くことにする。たゞしこゝで粗面内の乱れた層の下端を$y=0$とし，上方にyを正にとっている。近似的に流速分布がyのPowerで表わされるものとすれば渦動粘性係数は$const.\cdot\left(\frac{\psi}{u}\right)$であたえることが出来る。この境界層の運動方程式を解くため，座標を(x,y)より(x,ψ)にR. Von Misesの変換を行って垂直方向流速成分vを消去する。さらに$\zeta=\frac{\psi}{const.\cdot x}$とおくと原式は

$$-\zeta \frac{du}{d\zeta} = \frac{d}{d\zeta}\left(\zeta \frac{du}{d\zeta}\right)$$

となって，流速分布uは

$$u = const_1 \cdot E_i(-\zeta) + const_2$$

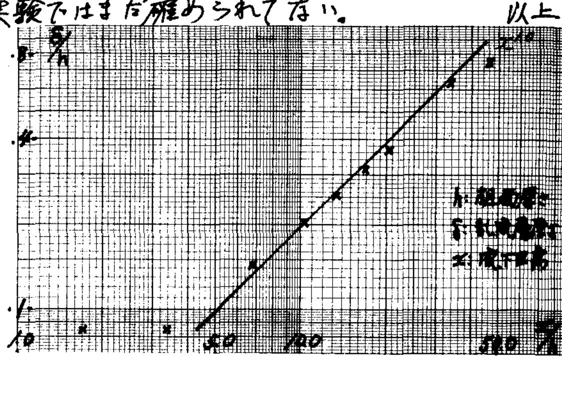
であたえられ，この流速分布は実験結果をほゞ満足する。たゞしこゝにおいて，$E_i(-\zeta) = \ln\zeta + \sum_1^\infty (-1)^n \frac{\zeta^n}{n \cdot n!}$である。$\zeta$を$y$に変換するためには$\eta=\frac{y}{const.\cdot x}$とおいて$\eta=\int_{\zeta_0}\frac{d\zeta}{u}$から求め得る。数値的に$\eta$と$\zeta$の関係を求めれば$\zeta \ll 1$をのぞいて，$\eta \propto \zeta$であるため，近似的に

$$u = const_1 \cdot E_i(-\eta) + const_2 \qquad \eta > 0.5$$

とおける。粗面上において$u=u_0$とし，その高さをδとすると上式より，

$$E_i^{-1}\left\{\frac{(u_0 - const_2)}{const_1}\right\} = \eta_\delta = \frac{\delta}{const\cdot x}$$

となりδはxに比例して発達する。たゞしこゝで粗面上の流速u_0は一定と仮定している。実測によればu_0は一定でなく下流方向にわずか減衰する。この結果は図の実験によりもとめた粗面内の乱流層厚の発達と略一致する。したがって乱れの大きさは粗面に近づくにつれて増加すると考える方がよさそうである。なほこのように考えると最大剪断力は粗面上でなく粗面内にあることになるが実験ではまだ確められてない。　以上。



参考文献

(1). 篁・蒲川　移動床付近の流れ　45年講.

(2). 井上.　On the Turb. Structure of Airflow within Crop Canopies　気象集誌

(3). 内島・Wright　An Exp. Study of Air Flow in a Corn　I.A.S.