# II-62　移動床付近の渦流について

神戸大学　正員　○ 篠　源亮
〃　　　工藤 明彦

移動床の砂礫に作用する掃流力については，すでに多くの研究がなされており，多くは，床上の時間平均流による流体力に関するものである。しかしながら移動床を構成する砂礫層は透水性を有しており，その表面は粗いのが常であるから，移動床下においても，流れは存在し，又乱れが卓越しているものと考えられる。このことについては，先きに実験を行って上記の考えが正しいことを確めた。

移動床において乱れと流速勾配をもつ流れが作用すれば移動床の砂礫粒子には，下流方向えの単なる掃流力以外に，渦流による回転力が働き，引いては揚力を生じることになるものと予想される。

この渦流，特に乱流による渦流について，近接させた２素子の流速計を用いて実験を行って調べた。たゞ実験用水路の長さが充分長くないため，境界層は開水路水表面にまで達しておらず，やゝ下方でとゞまっており開水路の流れとしては不完全である。

<u>実験</u>　流速計は熱線流速計を使用した。２本の熱線の間隔は $2^{mm}$ である。又１本の熱線の長さも $2^{mm}$ である。移動床材は $d_{50}=1.4^{mm}$ のガラスビーズと，$d_{50}=5.0^{mm}$ の小砂利を使用した。熱線はその特性に影響を与えないようアラルダイトで補強を行って，移動床下から床上にかけて断線することなく連続して測定し得るようにした。水路は巾 $13^{cm}$，長さ $4.5^{m}$ 合板製で測定ケ所の側面だけポリエステル板を用い可視出来るようにしてある。水路勾配は $1/400$ である。ガラスビーズの場合，流量 $0.5\ l/sec.$，水深 $1.6^{cm}$，小砂利の場合，流量 $1\ l/sec.$ 水深 $4.2^{cm}$ で実験を行った。いづれも移動床で床材は掃流されない状態である。

<u>測定結果</u>

<u>(i) 平均流による渦流</u>　平均流による渦流は $\frac{\partial \overline{v}}{\partial x} \ll \frac{\partial \overline{u}}{\partial y}$ と考え，$\frac{\partial \overline{u}}{\partial y}$ でもって渦度 $\overline{\omega}_z$ を示すとすると図－１に示すような分布となる。移動床のわずか下（この実験では $\frac{d_{50}}{2}$ 程度下）から水表面にかけて平均流速の分布はいわゆる対数法則 $\overline{u}=\frac{u_*}{\kappa}\ln\frac{y-d}{y_0}$ がよく適合するので，これより $\overline{\omega}_z \approx \frac{u_*}{\kappa(y-d)}$ となり，上方に向うにつれて，高さ $y$ に逆比例して渦度は小さくなる。又開水路の運動の式（２次元）を渦流の式に変え，簡単な考察を行うと以下のようになる。渦流の式は

$$\overline{u}\frac{\partial \overline{\omega}_z}{\partial x} + \overline{v}\frac{\partial \overline{\omega}_z}{\partial y} = \nu \nabla^2 \overline{\omega}_z - \left(\frac{\partial \overline{u'\omega'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'\omega'}}{\partial y}\right) \qquad (1)$$

を得る。今渦の拡散を実験結果から考察して，$\left(\nu\nabla^2\overline{\omega}_z,\ \frac{\partial \overline{u'\omega'}}{\partial x}\right) \ll \frac{\partial \overline{v'\omega'}}{\partial y}$ とする。$-\overline{v'\omega'} = K\frac{\partial \overline{\omega}_z}{\partial y}$（たゞし $K=\overline{v'\ell'}$）とおいて，このKは剪断流における渦動粘性係数と同様な性格をもつものと考える。

そうすれば，Pasquill，伊藤の考え方をこのKについて適用出来ることになり，多少拡大解釈を行うと $\frac{dK}{dy} = \frac{d\overline{\ell}}{dt} = \overline{v}$ となる。これにもとずけば結局(1)式は

$$\overline{u}\frac{\partial \overline{\omega}_z}{\partial x} = K\frac{\partial^2 \overline{\omega}_z}{\partial y^2} \qquad (2)$$ となる。

今移動床上下の近傍のみを考えることとすると，近似的に，$(\bar{u}, K) \neq y$ としてもさしつかえなく，境界条件を $x=0$，$\overline{\omega_z}=\infty$ ; $y=\pm\infty$ $\overline{\omega_z}=0$ とすれば，$\overline{\omega_z} = C(x)^{-1/2}\exp\left(-\frac{1}{4}\frac{y^2}{x}\frac{\bar{u}}{K}\right)$ のガウス分布の解を得ることはあきらかである。したがって渦度 $\omega_z$ は移動床付近においてガウス分布の型となると考えられるが，移動床上下で $(\bar{u}, K)$ の値が異るため，$\overline{\omega_z}$ の分布は移動床上下で異った巾をもつこととなる。

(ii) 乱流による渦流　　乱流による渦度のZ－方向成分は $\omega_z' = \left(\frac{\partial u'}{\partial y} - \frac{\partial v'}{\partial x}\right)$ である。剪断流においては $u'>0$ と $v'<0$ ; $u'<0$ と $v'>0$ とが組合される機会が多いこと，又 $u'$ と $v'$ の大きさの間に相似関係が成立すると考えられることから，$\omega_z' \sim \frac{\partial u'}{\partial y}$ として，2点における $u'$ の差 $\Delta u'$ を測定して渦度 $\omega_z'$ をあらわすものとした。その結果を図－2に示す。

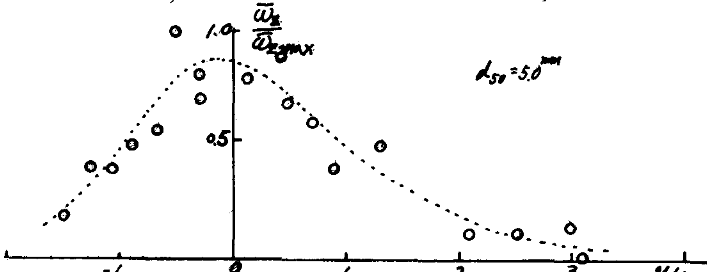
一様な等方性乱流においては，乱れによる渦度のZ－方向成分の自乗平均 $\overline{\omega_z'\omega_z'}$ は，$r$ 離れた2点の $u'$ の相関係数を $f$ とすると，

$$\overline{\omega_z'\omega_z'} = \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x}\right)^2} - 2\overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)} = -2\overline{u'^2}f_0'' - 2\overline{u'^2}f_0'' - \overline{u'^2}f_0'' \tag{3}$$

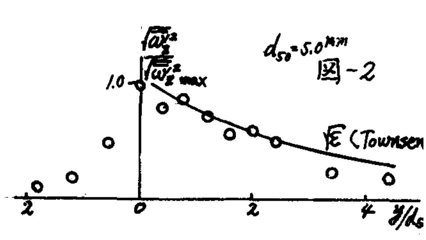
となり，さらに $\lambda$ を乱れのマイクロスケールとすると，$\overline{\omega_z'\omega_z'} = -5\overline{u'^2}\left(\frac{\partial^2 f}{\partial r^2}\right)_{r=0} = 5\frac{\overline{u'^2}}{\lambda^2}$ となる。他の方向の渦度の成分も同様の値となる。単位時間に消散する乱流エネルギー $\varepsilon$ は $\varepsilon = 15\rho\nu\frac{\overline{u'^2}}{\lambda^2}$ であるから，$\rho\nu\overline{\omega_i'\omega_i'} = \varepsilon$ となり，局所一様等方性乱流の仮説にもとずけば，渦度の2乗平均の分布は消散エネルギーの分布と一致しなければならない。又，一様性乱流であれば，乱れと渦度の相関は $\overline{u'\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)} = 0$ であるが，剪断流においては $\overline{u'v'}$ が存在するように，$\overline{u'\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)}$ も存在し，図－3に示すように，スケールの大きな乱れ(周波数の低いもの)においては，$u'$ と $v'$ との関係のように，$u'>0$，$\frac{\partial u'}{\partial y}<0$ $u'<0$，$\frac{\partial u'}{\partial y}>0$ の逆位相の関係が見られる。この関係は2点における $u'$ の状態と比較を行えば明らかである。(図－4)．

この実験の結果より，平均流では，流れ方向の掃流力と渦度により砂粒を回転させ生じる上向き揚力は同時に作用する。しかしながら乱流の作用は，砂粒に最も影響すると考えられる波長の長い乱れの下流方向成分は，乱れによる渦度成分と位相を一致しないことから，乱れによる掃流力と揚力とは打消しあうように作用するものと考えられる。たゞ本実験では乱流による渦を $\frac{\partial u'}{\partial y}$ で代表しており，又2測点の間隔の影響等考慮していないので，これらについて調べる必要はある。

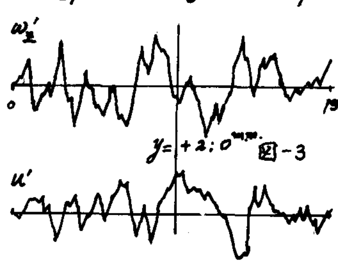
本研究は，芦田教授の特定研究費の援助を受けたものであり，こゝに記して感謝します。



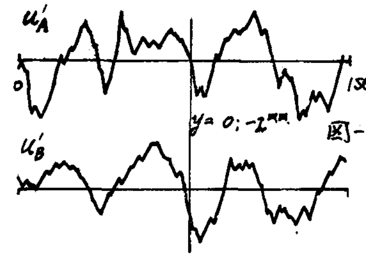
図－1



図－2



図－3



図－4