

京都大学工学部 正員 岩佐義樹

京都大学工学部 正員 今本博健

建設省東北地建 正員 ○尾田榮章

§ 1 はじめに

粒子を含まない流れの研究の目的は、粒子を含まない流れ自体の解明、すなわち土砂流、血液流などの巨視的・混相流としての挙動の解明を目指すことと、粒子を含まない流れの研究を通して流れ自体の微視的・構造の解明を目指すことにある。本研究においては粒子を含まない二相流を two-phase flow として扱う。流の場はセリ断乱流場とし、粒子の存在による平均流の変化を“粒子同帰”という概念に帰し、Simulationを用いて考察するとともに、京大土木水理実験室でおよびられた内径5cm長さ約5mの管路における実験結果を中心として粒子の存在による乱れの構造の変化について、若干の考察をおこなう。

§ 2 粒子同帰

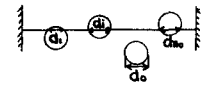
乱れの構造と平均流とを結合する方法として、セリ断乱流場においては混合距離理論が現状においては最も有効であろう。混合距離理論においては水粒子が主流方向と垂直に移動することによる運動量の輸送が対象とされるから、水粒子が自由に移動できる空間が必要となる。粒子を含まない流れにおいては、粒子固有の同帰が水粒子が自由に移動できる空間と考え、粒子固有の同帰の程度分布を Simulationにより求め、それを用いて Karman 常数 K の変化を混合長さ l と通して考察する。

2.1 モデルと Simulation

図-1

(1) 粒子の濃度分布が管路断面内において一様である。

(2) 管路断面内における時間的に変動する粒子の6σの両横は付随濃度に等しい。

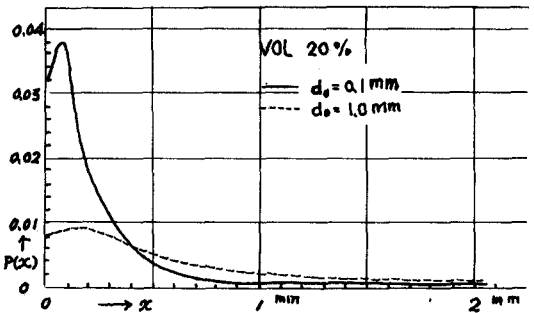
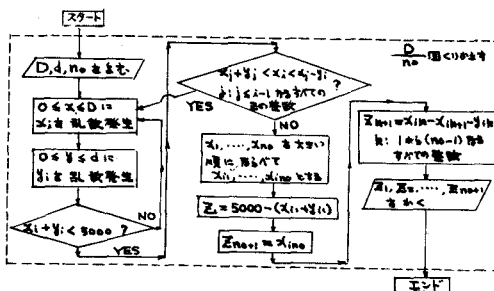


という2つの仮定より、7σのモデルを考えた。 (図-1参照)

長さ D の区間に長さ 0 から d_0 まで変化する連続群が N_0 個かつなりあう平均 λ が入るとする各直線片断内同帰と粒子同帰とするモデルである。これを Simulation にあてると D を 5000 に分割し、0から 5000、0 から $d_0/5000$ の二つの一様整数乱数を発生させ図-2のフローチャートにしたがい電子計算機 KDC-II を用いて Simulation をおこなった。結果の一例を図-3に示す。

図-3

図-2

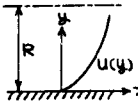


2.2 Kármán 常数 k に対する粒子間隔を用いた考察

図-4 図-4の様に座標系をとる。純水に対する混合長 l_0 は

$$l_0(y) = 0.4y - 0.44 \frac{y^2}{R} + \dots$$

と y の関数形で表される。(J. Nikuradse)



粒子間隔 α とし、純水における混合長 l_0 と粒子が混入したときの混合長 l は次の関係が成り立つと仮定する。

$$\begin{cases} l = f_n\left(\frac{x}{l_0}\right) l_0 & (x < l_0) \\ l = l_0 & (x \geq l_0) \end{cases} \quad \begin{aligned} & \text{ここで } f_n\left(\frac{x}{l_0}\right) \text{ は粒子が存在する } l_0 \text{ の減少を決定する関数} \\ & \text{で } \begin{cases} x \rightarrow 0 & f_n\left(\frac{x}{l_0}\right) \rightarrow 0 \\ x \rightarrow l_0 & f_n\left(\frac{x}{l_0}\right) \rightarrow 1 \end{cases} \text{ の性質をもつ。} \end{aligned}$$

粒子間隔 α とした確率 C_0 および u_0 から α とし、粒子間隔頻度分布より決定される $p(x)$ とする。このとき長 l_0 における粒子を含む流れに対する混合長 l' は次のように求められる。

$$l' = \int_0^{l_0} f_n\left(\frac{x}{l_0}\right) l_0 p(x) dx + \int_{l_0}^{\infty} l_0 p(x) dx$$

Wall region と Core region における混合長はそれぞれ壁面より下の平均値、 $y=h_0$ から $y=R$ までの平均値と仮定する

$$\begin{aligned} l_{wall} &= \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} l' dy \\ &= \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} l_0(y) \left[\int_0^{l_0(y)} f_n\left(\frac{x}{l_0(y)}\right) p(x) dx + \int_{l_0(y)}^{\infty} p(x) dx \right] dy \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} l_{core} &= \frac{1}{R-h_0} \int_{h_0}^R l_0(y) dy \\ &= \frac{1}{R-h_0} \int_{h_0}^R l_0(y) \left[\int_0^{l_0(y)} f_n\left(\frac{x}{l_0(y)}\right) p(x) dx + \int_{l_0(y)}^{\infty} p(x) dx \right] dy \end{aligned}$$

$f_n\left(\frac{x}{l_0}\right)$ に簡単な関数形をとり、Simulation より求めた $p(x)$ を用いると、右辺が計算される。その結果によれば、壁面近傍の中心領域における k の減少の速さが粒径の小さい粒子 (0.1 μm) に対しては速い。しかし粒径の大きい粒子に対しては不可能であった。この理由はいくつかの要素が含まれることによると思われる。

§3 実験結果と若干の考察

実験は比重 1.05、粒径 0.84 μm 以上、0.82 $\sim$ 0.84 μm 、

0.21 $\sim$ 0.82 μm の 4 種の粒子を用いた。実験結果の一部を図-5、図-6に示す。図-5は $\sqrt{u^2}$ とし、図-6は $\sqrt{u^2}$ とし、

図-5において (連続濃度が増加すると乱れの強さが増すこと、とくに中心領域において大きいこと) が示されている。

図-6に示す実験結果には計測器の計測特性を加え、2 μm 以下の特性を定量的には考慮しきれない。粒子を含む流れの速度変動の振幅は、高周波領域で増加することから、

図-5

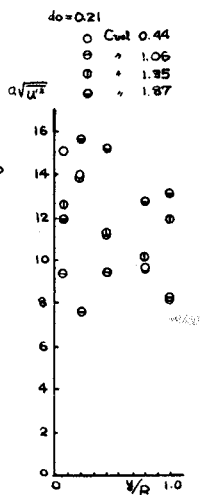


図-5

