

透水性粗面上の開水路乱流の構造について

京都大学工学部 正員 中川 博次 京都大学工学部 正員 清水 義彦
飛 鳥 建 設 正 員 香西 稔 京都大学大学院 学生員 ○岩田 美幸

1. まえがき 浸透流と表面流が存在する場での流れ構造は、両者の間で互いに影響を及ぼし合って流れ場が決まるという相互作用系が本質的な問題といえる。この様な場での表面流、及び浸透流の流れ構造について、特に運動量拡散に目を向けることにより、解明を目指すというのが本研究の目的である。

2. 実験方法及び結果 透水層として直径2.97cmのガラスビーズを稠密配列として3～4層積んだものを水路幅21.5cmの可変型直線水路に敷きつめて実験を行なった。透水層の空隙率は3層の場合0.383、4層の場合0.358である。また透水試験の結果をWardが提案した非ダルシー則式(1)の形で整理した結果、透水係数 $K=2.80 \times 10^{-3}$ 、非線形抵抗係数 $c=5.54 \times 10^{-2}$ であった。表面流流速はピトー管を用いて測定し、透水層内流速の測定には、メチルアルコールで比重を1.0に調整した3.0%の塩水をトレーサーとして用い、導電率計で塩分濃度変化を記録しピーク濃度の時間差より算定した。結果を図(1)に示す。次に透水層内の物質拡散係数を、メチルアルコールで比重を1.0に調整した5.0%の塩水をトレーサーとして用い、鉛直方向に並べた導電率計で塩分濃度変化を記録し、一次元拡散方程式(2)を式(3)～式(5)の境界条件で解いた式(6)に照合して求めた。結果を大垣らのデータと比較して図(2)に示す。次に、表面流の乱れ強度分布を二次元X型hot-filmを使用して測定した。その結果を図(3)に示す。

3. 透水層内流れのモデリング 一定層厚の粗な構造を有する透水層上に表面流が存在する二次元等流状態を想定する。この場合、透水層境界面を通じてのrandom transpiration (ランダムな吸い込み、吹き出し流れ)により表面流と浸透流との間に質量・運動量交換が生じ、透水性境界面近傍では浸透流に乱流場が形成され、表面流に引きずられた流れが発生する。本研究では、このような領域を対象にするため基礎式としてレイノルズ方程式(7)より始めることにする。まず、局所流速を用いての議論は境界条件の複雑さから考えて困難であるため、平均化されたみかけの流速(U)を用いて式(7)の各項を次の様におきかえる[(8)～(10)]。これより式(7)は式(11)で表される。式(11)は図(4)に示すとおりcontrol volumeに作用する力の釣合式と考えれば、 $\rho f (= \rho f_i U + \rho f_b U)$ は浸透流の抵抗であり、 τ_s は表面流によって引きずられる結果生じる剪断力であることが理解される。さらに、透水性境界面近傍では $cRes$ が1に比べ大きいと考えられるため式(12)の様に近似する。ここで、浸透流速を次の2つの成分に分割して考える。すなわち、表面流の存在にかかわらず、透水層構造、及び、動水勾配より決定される流速成分(U_{s1})と、表面流の存在による質量・運動量交換の結果誘起される流速成分(U_{s2}) [誘導流速と定義]に分割する。これより $U=U_{s1}+U_{s2}$ を式(12)に代入し流速分割の定義に基づいて式(13)を得る。さらに、透水性境界面近傍では U_{s2} が U_{s1} に比べ大きいと考えられるため式(14)の様に近似し、これを透水層内の流れの基礎式とする。また τ_s をBoussinesqの渦動粘性モデルを用いて評価することにする。渦動粘性係数の評価に際し、乱れ長さスケールは透水層内の流体塊の運動がその空隙スケールに拘束されるということから $\sqrt{K}$ をとり、乱れ速度スケールは U_{s2} 自身に比例するであろうと考えられるので U_{s2} を用いることにし式(15)で表わす。式(15)を式(14)に代入して式(16)の境界条件の下に解くと U_{s2} は式(17)の様に表わされる。これより、誘導流速は透水性境界面から層厚方向に減衰していることになる。これは、先の実験結果によく合致するものであり[図(1)]式(15)の仮定の妥当性がうかがえる。実験結果に合う Ω を最小二乗法より求め、この Ω を用いて渦動粘性係数を算定し、 $y=0.0\text{cm} \sim 2.6\text{cm}$ [物質拡散係数を求める実験での導電率計の位置相当]の平均をとり物質拡散実験結果と対比する[図(5)]。両者はほぼ対応していると考えられ、これからも渦動粘性係数を決める際に行なった仮

Hiroji NAKAGAWA, Yoshihiko SHIMIZU, Minoru KOUZAI, Yoshiyuki IWATA

定(15)の妥当性がうかがえる。

4. 表面流の流れ構造 図(3)より表面流の境界面近傍では、乱れ強度分布が一様になっていることが認められる。この一様になっている領域[roughness sublayerと定義]の高さを y_R とし、この領域では渦動粘性係数が一定にした流れのモデリングから、式(18)に示す様に表面流流速分布は放物線となる。また、これより上部の領域[inertial sublayerと定義]は式(19)を認めて実験結果と比較すると、図(6)の様にほぼ一致していることがわかる。最後に浸透流は式(17)、表面流は式(18)及び式(19)を用いて表し、透水性境界面をもった流れ場の特徴である境界面での流速[slip 速度]を近傍の流速測定点より外挿して決めた実験結果と比較して図(7)に示す。以上から、透水性粗面上の流れ場を良好に記述することが可能といえる。

参考文献

1) 大垣眞一郎・長岡 裕：礫で構成された水路床における物質輸送機構と生物学的自作作用、第42回年報

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho g} \frac{dp}{dx} &= \frac{U}{K} + \frac{c}{K} v^2 \quad (1) \\ \frac{\partial c}{\partial t} - D \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} &= 0 \quad (2) \\ c(y, 0) &= 0 \quad (3) \quad c(0, t) = c_0 (= \text{const}) \quad (4) \quad c(-H_s, t) = 0 \quad (5) \\ c(y, t) &= c_0 \left(1 + \frac{2}{H_s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 D}{H_s^2} t\right) \sin\left(\frac{n \pi (y + H_s)}{H_s}\right) \right) \quad (6) \\ \begin{cases} U \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = g \sin \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-u'v' \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (7) \\ 0 = -g \cos \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (7') \end{cases} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} &= f_L U \quad (8) \quad \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = f_T U^2 \quad (9) \\ \frac{\partial}{\partial y} \left(-u'v' \right) &= \frac{1}{\rho} \frac{d\tau_s}{dy} \quad (10) \\ \frac{d\tau_s}{dy} &= \rho (f_T U^2 + f_L U) - \rho g \sin \theta + \frac{\partial}{\partial x} \left(1 + \frac{1}{c_{Res}} \right) \frac{\partial c}{\partial x} U^2 - \rho g I_e \quad (11) \\ \frac{d\tau_s}{dy} &= \frac{\partial c}{\partial x} U^2 - \rho g I_e \quad (12) \\ \begin{cases} 0 = \frac{\partial c}{\partial x} U^2 - \rho g I_e \quad (13) & \frac{d\tau_s}{dy} = \frac{\partial c}{\partial x} U^2 \quad (14) \\ \frac{d\tau_s}{dy} = \frac{\partial c}{\partial x} (2U_1 U_2 + U_2^2) \quad (13) \end{cases} \\ \tau_s = \rho c \frac{dU_2}{dy} &= \rho \eta_0 \sqrt{K} U_2 \frac{dU_2}{dy} \quad (15) \\ \begin{cases} y=0 : U_2 = U_{slip} - U_1 \quad (16) \\ y=\infty : U_2 = 0 \quad (16) \end{cases} \\ U_2 &= (U_{slip} - U_1) \exp\left(\frac{\sqrt{\eta_0}}{2} y\right) = \eta_2 c / \eta_0 K \quad (17) \\ \frac{U - U_{slip}}{U_*} &= \frac{u_* h}{ER} \left(\frac{y}{h} \right)^2 \quad (ER = \text{const}) \quad (18) \\ \frac{U - U_R}{U_*} &= \frac{1}{K} \ln \left(\frac{y}{y_R} \right) \quad U_R = u|_{y=y_R} \quad K=0.4 \quad (19) \end{aligned}$$

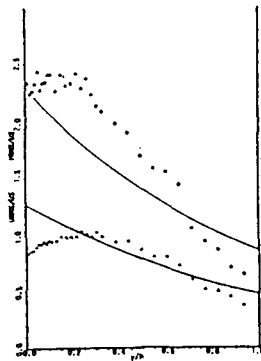


図3 乱れ強度分布 (無次元表示)

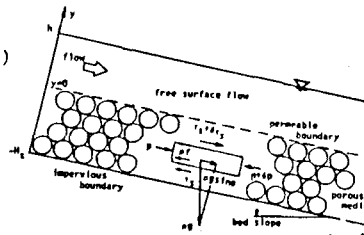


図4 透水層内のcontrol-volumeにおける力の釣り合い

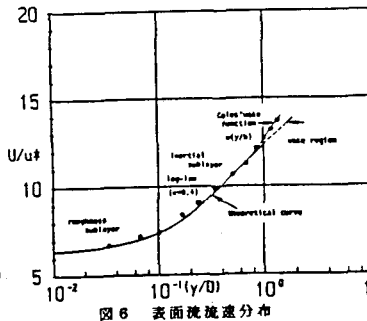


図6 表面流流速分布

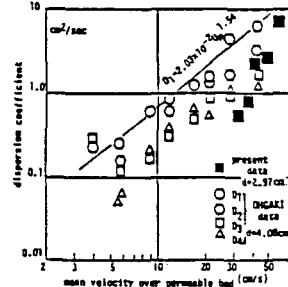


図2 平均表面流流速と物質拡散係数の対応 (大垣らのデータとの比較)

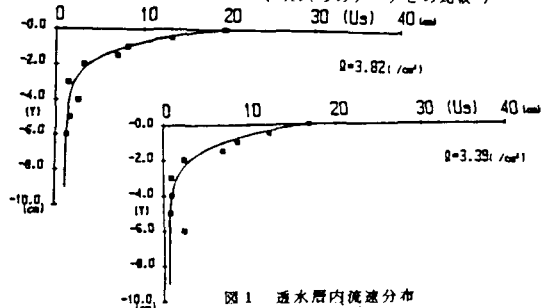


図1 透水層内流速分布

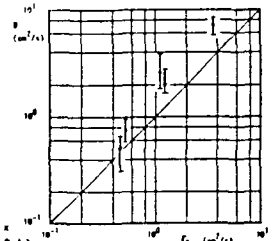


図5 渦動粘性係数と物質拡散係数の対応

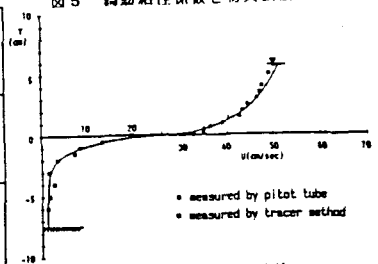


図7 表面流と浸透流の連続