

京都大学大学院 学生員 野口 好夫
京都大学工学部 正 員 岩佐 義朗
京都大学大学院 学生員 細田 尚

1. はじめに: 本研究は、開水路流れにおける乱流拡散機構に関して、連続点源の拡散実験により、水路幅方向の乱流拡散係数と水理量の関係、濃度分布の伝播特性等について検討したものである。

2. 実験の概要: 2つの一様長方形断面水路において、水路上流部の1/2水深の位置に連続点源を設け、濃度5%のNaCl溶液(メチルアルコールを用いて比重1.0に調整)を一定水頭の容器から連続投入

	Run 1	Run 2	Run 3	Run 4	Run 5	Run 6	Run 7	Run 8	Run 9	Run 10
Width B(cm)	10.0	10.0	25.0	25.0	25.0	25.0	25.0	80.0	80.0	80.0
Depth h(cm)	5.02	3.12	2.94	3.50	2.58	1.97	1.52	3.19	2.10	1.54
Mean velocity $\bar{u}$ (cm/s)	44.05	32.18	37.43	44.30	35.44	29.63	25.90	40.26	26.85	21.81
Shear velocity u_* (cm/s)	2.21	1.94	2.16	2.32	2.05	1.83	1.63	2.41	1.98	1.71
Aspect Ratio B/h	1.99	3.21	8.50	7.14	9.69	12.69	16.45	25.06	38.10	51.95
Slope	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002
Fr. No.	0.63	0.58	0.70	0.76	0.71	0.67	0.67	0.72	0.59	0.56
Re. No.	19380	9560	8410	13590	8750	5590	3660	11260	5010	2910

表-1 水理諸量

した。濃度判定には導電率計を用い、Run 1~Run 4では投入点より下流断面で水深方向、水路幅方向に多点測定し、Run 5~Run 10では水深方向の濃度変化が水路幅方向に比べて小さいので、1/2水深で水路幅方向に多点測定した。実験の水理諸量を表-1に、水路座標系を図-1に示す。

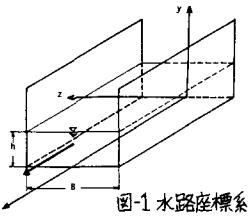


図-1 水路座標系

3. 実験結果とその考察: 水深方向の濃度変化が水路幅方向に比べて小さいRun 3~Run 10の場合には、水路幅方向の乱流拡散係数 D_z は $D_z = \frac{\bar{u}}{2} \cdot \frac{d\sigma_z^2}{dz}$ で求められ、

Run 1, Run 2のようにアスヤクト比が非常に小さい場合には、乱流拡散方程式を数値解析することにより乱流拡散係数 D_z を推定した。ここに、 $\bar{u}$; 断面平均流速、 $\sigma_z^2 = \int_{-B/2}^{B/2} c^2 z^2 dz / \int_{-B/2}^{B/2} c dz$ 。得られた D_z/hu_* を表-2に示す。

3. 1 乱れ特性量と乱流拡散係数の関係: Lagrange的速度場とEuler的速度場の関係としてHay-Rasquill⁽¹⁾の関係式を用いたEngelund⁽²⁾の研究、Corrsin⁽³⁾の関係式を用いたSaffman⁽⁴⁾の研究の両者とも乱流拡散係数 D が、Euler的速度場の空間微積分スケール L_E と乱れ強さ $\sqrt{u'^2}$ の積に比例することを示している。さらに、エネルギー逆散率 ϵ は $\epsilon \propto \sqrt{u'^2}^3 / L_E$ となることより、 $D \propto (\sqrt{u'^2})^4 / \epsilon$ となる。アスヤクト比 B/h が $B/h > 10$ 程度では、乱れ強さ、エネルギー逆散率は、 B/h に依存しないと考えられ、乱れ特性量は u'_{rms} (またはReynolds数相当粗度)に依存する。

	Run 1	Run 2	Run 3	Run 4	Run 5	Run 6	Run 7	Run 8	Run 9	Run 10
$\bar{u}/u_*$	19.93	16.59	17.33	19.09	17.31	16.23	15.89	16.71	13.57	12.79
D_z/hu_*	0.072	0.132	0.185	0.185	0.142	0.179	0.205	0.164	0.179	0.278

表-2

式を用いたEngelund⁽²⁾の研究、Corrsin⁽³⁾の関係式を用いたSaffman⁽⁴⁾の研究の両者とも乱流拡散係数 D が、Euler的速度場の空間微積分スケール L_E と乱れ強さ $\sqrt{u'^2}$ の積に比例することを示している。さらに、エネルギー逆散率 ϵ は $\epsilon \propto \sqrt{u'^2}^3 / L_E$ となることより、 $D \propto (\sqrt{u'^2})^4 / \epsilon$ となる。アスヤクト比 B/h が $B/h > 10$ 程度では、乱れ強さ、エネルギー逆散率は、 B/h に依存しないと考えられ、乱れ特性量は u'_{rms} (またはReynolds数相当粗度)に依存する。

3. 2 水路幅方向の乱流拡散係数と水理量の関係: 本実験で得られた D_z/hu_* を B/h に対して示したのが図-2であり、これによると $B/h > 10$ では B/h に無関係にほぼ $0.18 < D_z/hu_* < 0.20$ となり、 B/h が10より小さくなるとともに減少し

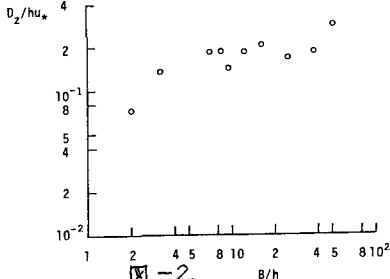


図-2

ている。次に、従来の多くの資料についてその $\bar{u} \sim u_*$ を図-3に示した。この図より $u'_{rms} \approx 13$ 程度を境にして滑面と粗面が明確に分離できる。本研究の u'_{rms} は、 $12.5 < u'_{rms} < 18.0$ と範囲がせまいため、従来の資料とともに $B/h > 10$ の場合の D_z/hu_* を u'_{rms} に対し

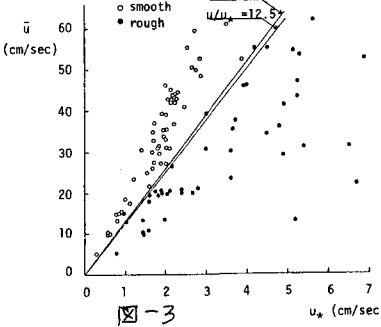


図-3

て図-4に示した。図-4では、アスファルト比の効果を取り除くため、 $B/h > 10$ のものだけ用いており、この図から $U_{rms}/u_* > 12.5$ のとき D_{rms}/h_{rms} はほぼ $(U_{rms}/u_*)^2$ に比例して減少し、 $U_{rms}/u_* < 12.5$ では D_{rms}/h_{rms} に無関係であり、 $U_{rms}/u_* = 12.5$ を境に全く異なる特性を示しているのがわかる。そこで、 $U_{rms}/u_* > 12.5$ の場合に、 $(D_{rms}/h_{rms})(U_{rms}/u_*)^2$ を B/h に対して示したのが図-5であり、 $B/h > 10$ では $(D_{rms}/h_{rms})(U_{rms}/u_*)^2$ は B/h に無関係にほぼ一定であり、 $B/h < 10$ では B/h の減少とともに $(D_{rms}/h_{rms})(U_{rms}/u_*)^2$ も減少している。また今本⁵⁾によって提案されている $D_{rms}/h_{rms} \propto (U_{rms}/u_*)^{2.5}$ との U_{rms}/u_* におけるべきの違ひは、水路幅方向の乱れ速度と流れ方向の乱れ速度との発生機構の違いによると考えられる。滑面においては、 U_{rms}/u_* はReynolds数と次式のように一義的に決められる。

$$\frac{U_{rms}}{u_*} = A_5 - \frac{1}{K} + \frac{2.3}{K} \log \left(\frac{u_*}{u} Re \right)$$

ここに K ；Karman定数、 A_5 ；積分定数である。これより D_{rms}/h_{rms} もReynolds数によって決められ、 $B/h > 10$ のものに対して $D_{rms}/h_{rms} \sim$ Reynolds数を示した図-6のように D_{rms}/h_{rms} はReynolds数とともにほぼ $1/3$ 乗で減少しているのがわかる。一方、粗面においては U_{rms}/u_* は相当粗度 B/h と一義的に関係づけられるが、ここで用いる資料では、Wooden Block, Metal Lath 等の多種類の粗度が用いられており、相当粗度によって統一的に説明できない。このため、さきに述べたように、 $U_{rms}/u_* < 12.5$ では D_{rms}/h_{rms} と U_{rms}/u_* とは無関係であり、図-7に示されるように、ほぼ $0.10 < D_{rms}/h_{rms} < 0.20$ の間にある。

4. 濃度分布の伝播特性：乱流拡散方程式は、本研究の場合、

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \gg \bar{v} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y}, \bar{w} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \text{ と近似できるため、}$$

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (D_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (D_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (D_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z})$$

となり、そのとき、 y 方向の連続線源の解は

$$\bar{c}(x, z) = \frac{\dot{m}}{2\pi \sqrt{D_x D_z}} \exp \left\{ -\frac{Ux}{2D_x} \right\} K_0 \left\{ \frac{U}{2D_x} \sqrt{x^2 + \frac{D_z}{D_x} z^2} \right\} \quad \text{--- ①}$$

となる⁽⁶⁾ここに、 $\dot{m}$ ；線源の放出量、 K_0 ；0次の変形Bessel関数。上式は、 $x \gg 0$ のとき $\bar{c}(x, z) \approx \frac{\dot{m}}{\sqrt{2\pi U D_x D_z}} \exp \left(-\frac{Ux}{4D_x} \right) \quad \text{--- ②}$ と近似され、ピーク濃度 $\bar{c}_p$ は $\bar{c}_p \approx \dot{m} / 2\sqrt{\pi U D_x D_z} \quad \text{--- ③}$ となり、分散 σ_z^2 は $\sigma_z^2 \approx 2 \frac{D_z}{U} x \quad \text{--- ④}$ となる。図-8に $\sigma_z^2 U^2 / D_z^2 \sim x U / D_z$ を示す。図中の実線は④式であり、実験値は $x U / D_z$ の増加とともに④式に漸近し、 $x U / D_z$ に比例することがわかる。また図-9に規格化ピーク濃度 $F_p = \bar{c}_p / \int_{-\infty}^{\infty} \bar{c} dy$ を無次元化した $F_p D_z / u$ を $x U / D_z$ に対して示す。図中の実線は③式であり、実験値は $x U / D_z$ の増加とともに③式に漸近し、 $x U / D_z$ の $-1/2$ 乗で減少することがわかる。

<参考文献>

- (1) Hay, Pasquill ; Advances in Geophysics, Vol. 6, 1959
- (2) Englund ; ASCE, Hy 4, Vol. 95, 1969
- (3) Corrsin ; Advances in Geophysics, Vol. 6, 1959
- (4) Saffman ; Appl. Sci. Res. A, Vol. 11, 1963
- (5) 今本 博健 ; 京都大学学位論文, 1977
- (6) Hinze ; Turbulence, McGraw-Hill, 1959

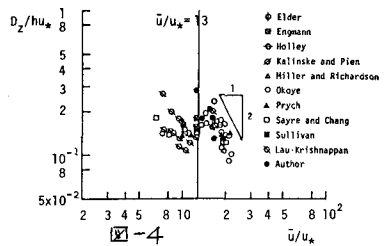


図-4

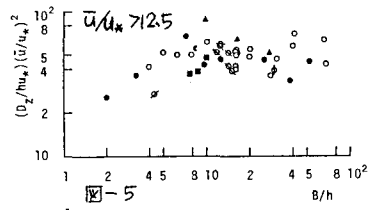


図-5

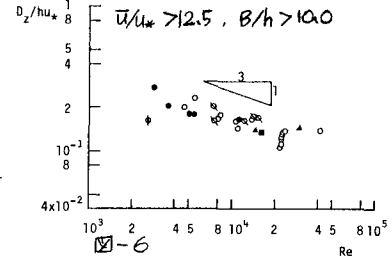


図-6

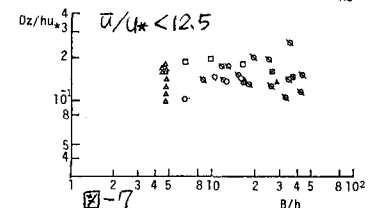


図-7

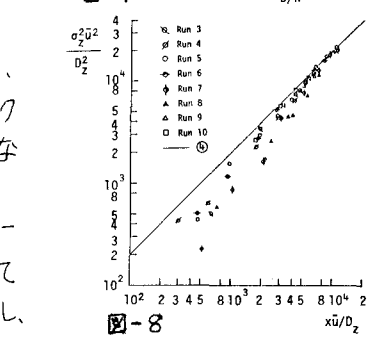


図-8

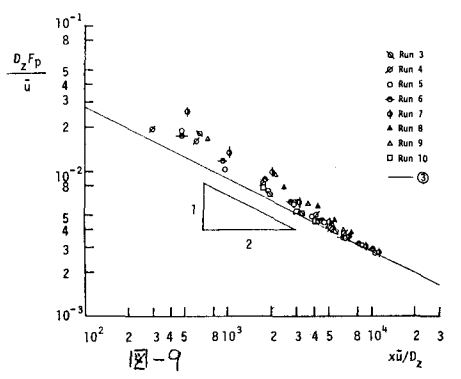


図-9