

振動流特性が多孔質体誘起乱流に及ぼす影響に関する研究

An Experimental Study on the Effect of Oscillatory Flow on Turbulence Properties induced by Porous Media

中條壮大¹・重松孝昌²・坂下直也³・辻本剛三⁴・竹原幸生⁵

Sota NAKAJO, Takaaki SHIGEMATSU, Naoya SAKASHITA, Gozo TSUJIMOTO and Kosei TAKEHARA

The effect of oscillatory flow properties, the Reynolds number and the KC number, on turbulence generated by a porous media was investigated by hydraulic experiment. Violent turbulence was generated when interstitial velocity exceeded a critical level. Turbulent energy generated in pores increased as the Reynolds number increased. In a porous media, difference between minimum and maximum values of turbulent energy was increased as the KC number increased. And outside porous media, turbulent energy spread widely as the KC number increased. Under unsteady oscillatory flow, maximum turbulent energy was larger than that of unidirectional steady flow.

1. はじめに

防波堤や護岸下部のマウンド、消波ブロック等の多孔質体間隙部を透過する流れは、海岸構造物近傍の物質輸送と密接な関係がある。例えば、間隙部での砂の移動現象は構造物沈下の主要因であると考えられているが、間隙部の流動については計測の困難さもあり、不明な点が多く残されている。また一方で、多孔質体間隙部では低レイノルズ数領域における乱流遷移が確認されており(例えば、中山, 2005), これまでの平均流に基づく物質輸送量の評価だけでは不十分であるといえる。

このような背景の下、中條ら(2007)はこれまでに屈折率整合法(江藤ら, 1996)と高解像度PIVアルゴリズム(竹原ら, 2000)を用いて、一方向流中に置かれた多孔質体間隙部およびその近傍の流れ場の画像計測を行い、レイノルズ数の変化が乱流諸量に及ぼす影響について検討している。しかし、平均的な流向や流速が変動し、その変動周期も推移する非定常流場では、速度勾配の時間変化に伴う乱れ生成機構の変化が推測されるため、定常流場で得られた知見のみを用いて考察することはできない。

本研究では、振動流場に設置された多孔質体模型近傍の流速分布を前報と同様の手法を用いて計測し、速度振幅 V_0 および振動周期 T を変化させた実験を行うことで、粒子レイノルズ数 Re_p および KC 数で代表される振動流特性が乱流場に及ぼす影響について検討した。

2. 実験装置および実験条件

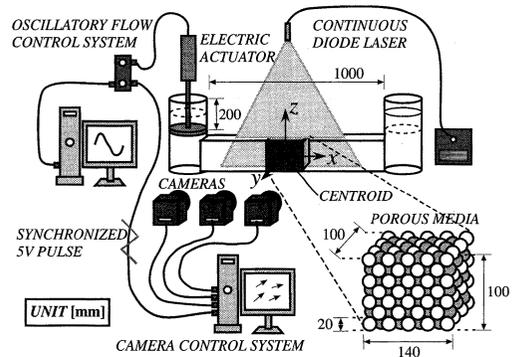


図-1 実験装置

実験装置の概要を図-1に示す。直径 $D=2.0\text{cm}$ のシリコン(KE108:信越化学(株))球を221個製作し、これらを接着して多孔質体模型($10\times 10\times 14\text{cm}$)を製作した(間隙率 $\phi=0.34$)。実験は断面寸法 $B=H=10\text{cm}$ 、長さ 100cm の水平部を有する管水路を用いて行った。水平水路の中央部に多孔質体模型を設置し、水路内を重量濃度約40%のヨウ化ナトリウム水溶液(動粘性係数 $\nu=0.9\times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$)で満たした後に、振動板を上下運動させることにより振動流を発生させた。振動板は式(1)で示される正弦関数で0.01秒刻みで制御し、速度振幅 V_0 と振動周期 T を変化させて実験を行った。実験結果は、式(2)、(3)で定義される粒子レイノルズ数 Re_p と KC 数を用いて整理した(表-1)。

$$V = V_0 \sin(2\pi t/T) \quad (1)$$

$$Re_p = V_0 \phi D / \nu \quad (2)$$

1 学生会員 修(工) 大阪市立大学大学院 工学研究科都市系専攻 日本学術振興会特別研究員DC2
2 正会員 博(工) 大阪市立大学准教授 工学研究科都市系専攻
3 大阪市 上下水道局下水道部
4 フェロー 工博 神戸市立工業高等専門学校教授 都市工学科
5 正会員 博(工) 近畿大学准教授 理工学部社会環境学科

表-1 実験条件

V_0 [cm/s]	T [s]	R_{ep}	KC
2.8	2.0	212	2.8
	6.0		8.4
	10.0		14.0
4.1	1.4	310	2.9
	4.0		8.2
	6.6		13.5
5.5	1.0	416	2.8
	3.0		8.3
	5.0		13.8

$$KC = V_0 T / D \quad (3)$$

多孔質体の重心位置を原点とし、流軸方向に x 軸を、鉛直上向きに z 軸を、これらと直交する方向に y 軸を取るように座標系を設定する。流軸を含み、 y 軸に対して垂直になるようにレーザーシートを上方から照射し、同期を取った3台の高速度カメラを用いて、多孔質体を含む $45 \times 10 \text{ cm}$ の広範囲な領域に存在するトレーサー（ポリ塩化ビニル、比重1.33）を撮影した。また、高速度カメラと振動板制御装置についても同期をとることで、常に $t/T=0.0$ の位相を撮影開始時刻となるように設定した。撮影条件は、撮影間隔 $\Delta t=1/250$ 秒、シャッター速度 $1/250 \sim 1/500$ 秒で、カメラ1台あたり3072枚の画像を取得し、約12秒間撮影した。空間解像度は $1.3 \times 10^{-3} \text{ cm/pixel}$ 、平均計測ベクトル密度は約125個/cm²であった。また、流動経路の違いによって生じるばらつきを考慮するため、レーザーシートを y 軸方向に7mm間隔で移動させて断面形状の異なる3断面での計測を行った。

3. 解析手法

画像解析のアルゴリズムには、PTV解析手法の一つである Super-Resolution KC法(竹原ら, 2000)を用いた。画像解析にあたっては、撮影画像からトレーサー粒子の情報のみを抽出する前処理と、得られた流速ベクトルから誤ベクトルを除去する後処理を行った。これらの操作の詳細は、重松ら(2004)を参照されたい。計測値はトレーサーの存在する地点の流速であり、後述の議論のために、任意の定点における流速を算定しておく。本研究では、次式を用いて定義される空間平均流速 v_s を用いた。

$$v_s(x_c, y_c, z_c) = \sum_{m=1}^M v_m(x_m, y_m, z_m) / M \quad (4)$$

ここで、添え字 c は任意の格子点の座標を、添え字 m は計測流速の座標をそれぞれ表し、 M は空間平均領域内に存在する計測流速の個数を表す。本研究では、多孔質体の間隙スケール ϕD と同程度の直径 $l=0.6 \text{ cm}$ の領域を空間平均領域として設定した。このように算定された空間

平均流速の時間変動および周波数解析結果から、多孔質体によって誘起される乱流の生成過程、および振動流特性が乱流に及ぼす影響について考察した。

また、以下の式で示すように、空間平均流速に対する個々の計測流速の空間的な偏差を乱れ成分と定義した。

$$v'_m(x_m, y_m, z_m) = v_m(x_m, y_m, z_m) - v_s(x_c, y_c, z_c) \quad (5)$$

この乱れを用いて算定される乱れエネルギーの時・空間分布、および乱れエネルギーの生成・減衰や伝播に及ぼす振動流特性の影響について考察した。

4. 実験結果

(1) 乱流の時間変動特性

a) 定点における空間平均流速の時間変動

図-2に流軸上の各定点における空間平均流速（流軸方向成分： u_x ）の時系列変化を示す。図中の $x/D = -8.50, -6.50, -4.50$ は多孔質体外部の定点座標を示し、それぞれ図-1に示される多孔質体の左端 ($x/D = -3.5$) より $5D, 3D, D$ だけ離れた地点である。また、 $x/D = -0.75$ は原点近傍の多孔質体間隙部の座標である。図中の破線は式(1)で示した振動板の移動速度 V を表す。多孔質体が設置されていない条件では、振動板の移動速度と一致した速度波形が得られたことから、この V からのずれは多孔質体により誘起された流動であると考えられる。

まず、多孔質体間隙部 ($x/D = -0.75$) における変動に着目すると、 u_x の増減に伴い、高周波の変動が顕著に見られる位相と、そうでない位相が交互に生じていることがわかる。Hinoら(1976)は円管路振動流場において、減速位相時に急激に高周波変動が生成することを明らかにしているが、本計測結果は加速位相においても顕著な高周波変動が生じている点で異なる。しかし、これまで中山(2005)や de Lemos(2006)によって、定常流場では R_{ep} 数が100程度で多孔質体内の流動は乱流に遷移することが明らかにされており、これらの事実から類推すれば、間隙流速がある閾値を越えた時点で乱流が卓越し、高周波の変動が急激に増加することは十分に考えられる。また、本計測結果は、このように急増した高周波変動が低速位相時には速やかに減衰するという新たな知見を示している。さらに、間隙部で生成する高周波変動の振幅は R_{ep} 数が大きくなるほど増加する傾向が見られた。また、 $KC=2.8$ では加速位相よりも減速位相において u_x の正弦関数からの速度低下が大きくなったが、 KC 数が増加すると加速位相においても同程度の速度低下が見られた。

次に、多孔質体近傍の $x/D = -4.5$ における変動に着目すると、間隙部ほど高周波変動は顕著ではないが、低

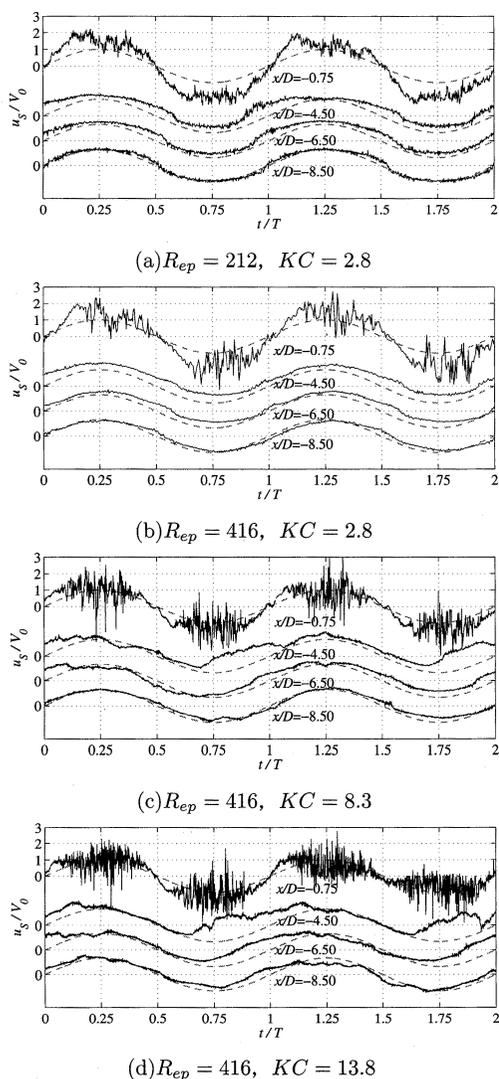


図-2 流軸上 ($y/D=0.0, z/D=0.0$) の各定点における空間平均流速 (流軸方向成分: u_s) の変動

周波変動による V からのずれは比較的大きいことがわかる。 $V > 0$ で速度波形が V よりもやや大きくなるのは、 $V < 0$ の位相時に生成し残留した後流の影響によるものである。 また $V < 0$ では、間隙内で顕著な高周波変動が生じる位相よりも少し遅れて、 V からの速度低下が見られる。これは、多孔質体間隙部で生成された乱れによる損失と考えられる。この速度低下は、 KC 数の増大に伴ってさらに顕著に見られた。また、多孔質体端からの距離が遠くなるほど、速度低下の影響は減少しており、間隙部で生成された乱れが伝播とともに減衰していることが窺える。

b) 間隙部における流速変動のパワースペクトル

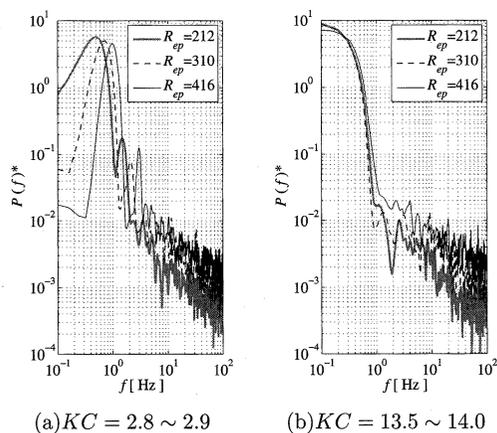


図-3 無次元パワースペクトル密度分布

流速変動においても見られたように、振動流場においては、一周期の間に高周波変動の卓越する位相とそうでない位相が混在している。そのため、乱流の遷移過程については、瞬時に現れるスペクトル分布の位相変化から検討すべきである。しかし、ここでは振動流特性が一周期あたりの平均的なエネルギーの周波数分布に及ぼす影響を調べるために、無次元化した定点の流速変動 u_s/V_0 から、パワースペクトル密度分布を求めた。

間隙内定点 ($x/D, y/D, z/D$) = $(-0.75, 0, 0)$ における流速の時系列から得られた結果を図-3に示す。図より、 R_{ep} 数が増加するほどスペクトルの高周波成分は大きな値を示しており、無次元流速変動において得られた知見と一致している。また、 KC 数が変化しても、スペクトルの高周波成分には影響が見られなかった。

(2) 乱れエネルギーの時空間分布特性

次に、以下の式を用いて乱れエネルギーを算定した。

$$K_S(x_c, y_c, z_c) = \sum_{m=1}^M v_m^2(x_m, y_m, z_m) / M \quad (6)$$

K_S は瞬時の流速分布から定義される乱れの評価指標であるため、その時空間分布について検討が可能である。

a) 断面平均乱れエネルギー分布の位相変化

まず、多孔質体通過に伴う乱れエネルギー K_S の空間分布とその位相変化について検討するために、次式を用いて断面平均値 $\langle\langle K_S \rangle\rangle$ を算定した。

$$\langle\langle K_S \rangle\rangle(x_c) = \iint_{\Omega} K_S(x_c, y_c, z_c) dy dz / (N_y N_z) \quad (7)$$

ここで N_y および N_z は積分領域 Ω ($0.0 \leq y/D \leq 0.7, -1.75 \leq z/D \leq 1.75$) 内の y 軸 (奥行き)、 z 軸 (鉛直) 方向の格子点数である。断面形状の異なる3断面の結果は、同一位相における K_S の分布を用いて平均操作を行っ

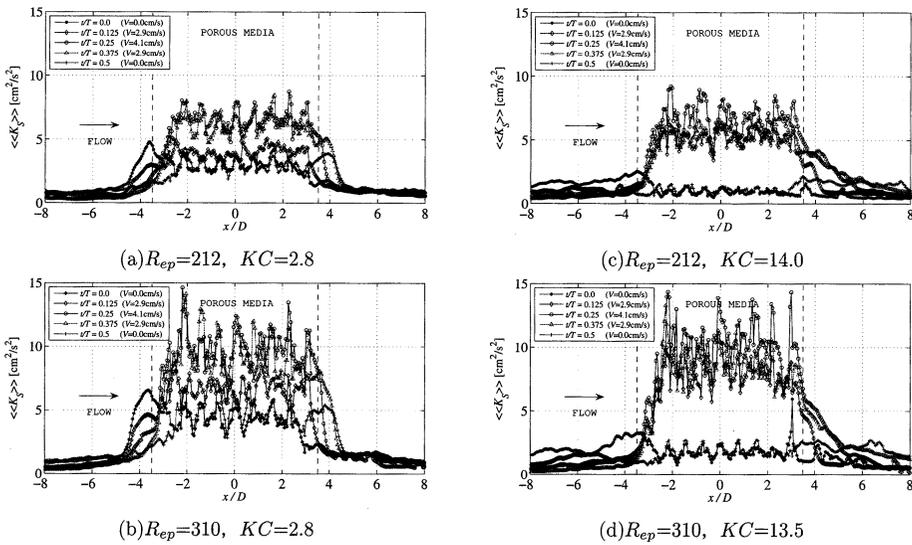


図-4 位相変化に伴う<ltmath>\langle K_r \rangle</math>の推移

た。

図-4に各位相における<ltmath>\langle K_r \rangle</math>の分布の一例を示す。図中の破線は多孔質体が存在する区間を、矢印は流向を表す。図が煩雑となるため、ここでは<ltmath>V \ge 0</math>における分布のみを示している。いずれの図からも、ある位相における多孔質体中央部 (<ltmath>-2.0 \le x/D \le 2.0</math>)の<ltmath>\langle K_r \rangle</math>は、間隙形状により空間的なばらつきはあるものの、ほぼ一定の値を示していること、またその値は位相の変化に伴い、<ltmath>V</math>が増加するにつれて増加していることがわかる。一方、多孔質体外部においては、<ltmath>V</math>の変動と<ltmath>\langle K_r \rangle</math>の変動には位相差があることから、間隙部で生成した乱れエネルギーが移流によって伝播していることが読み取れる。

<ltmath>R_{ep}</math>数が増加すると、同一位相における<ltmath>\langle K_r \rangle</math>の間隙部最大値は大きくなり、また、間隙部における空間的なばらつきも大きくなる傾向が見られた。一方、<ltmath>KC</math>数が増加すると、間隙部における<ltmath>\langle K_r \rangle</math>の各位相間での変動幅は拡大し、多孔質体外部における<ltmath>\langle K_r \rangle</math>の分布はより遠方に広がった。

b) 間隙部平均乱れエネルギーの位相変化

間隙部における<ltmath>K_r</math>の位相変化を詳細に検討するために、物理量<ltmath>\psi</math>の間隙内平均値<ltmath>\langle \psi \rangle_V</math>を次式で定義した。

$$\langle \psi \rangle_V = \frac{\int \int \int_{\Phi} \psi(x_c, y_c, z_c) dx dy dz}{(N_x N_y N_z)} \quad (8)$$

ここで<ltmath>N_x, N_y, N_z</math>はそれぞれ積分領域<ltmath>\Phi</math> (<ltmath>-4.0 \le x/D \le 4.0, 0.0 \le y/D \le 0.7, -1.75 \le z/D \le 1.75</math>)内に存在する<ltmath>x, y, z</math>軸方向の格子点数である。式(8)より求めた<ltmath>\langle K_r \rangle_V</math>および<ltmath>\langle u_r \rangle_V^* = \langle u_r \rangle_V / V_0</math>の位相変化の一例を図-5に示す。ここでは見易さのために絶対値を示している。

図より、<ltmath>\langle K_r \rangle_V, \langle u_r \rangle_V^*</math>ともに<ltmath>t/T=0.5</math>を境に同一の変動パターンを繰り返しており、<ltmath>V</math>の正負位相における対称性が確認される。<ltmath>\langle K_r \rangle_V</math>の増減は<ltmath>\langle u_r \rangle_V^*</math>の増減と連動し、<ltmath>\langle K_r \rangle_V</math>は<ltmath>\langle u_r \rangle_V^*</math>よりも遅れて変動している。すなわち、間隙流速の最大(最小)値が現れる位相と、乱れエネルギーの最大(最小)値が現れる位相にはずれがある。この位相の遅れは<ltmath>KC</math>数が小さいほど増加した。また、<ltmath>\langle K_r \rangle_V</math>が最大値を示す位相と、<ltmath>\langle u_r \rangle_V^*</math>の速度低下が著しく見られる位相はほぼ一致している。

多孔質体間隙部で生成する乱れエネルギー<ltmath>K_r</math>に対して<ltmath>R_{ep}</math>数および<ltmath>KC</math>数が及ぼす影響を、一周期間における<ltmath>\langle K_r \rangle_V</math>の最大・最小値との関係からまとめると図-6のようになる。図中の縦線は間隙部における<ltmath>K_r</math>の空間的なばらつきを表す標準偏差である。

図より<ltmath>R_{ep}</math>数が310と416の条件においては、<ltmath>\langle K_r \rangle_V</math>の最大値には大きな差が見られなかったが、<ltmath>R_{ep}=212</math>においては、より低い値を示した。このように<ltmath>R_{ep}</math>数が増加すると<ltmath>\langle K_r \rangle_V</math>の変化が小さくなる傾向は、一方向流場においても同様に確認されている(Nakajoら, 2007)。一方、<ltmath>\langle K_r \rangle_V</math>の最大値は<ltmath>KC</math>数にほとんど依存していないことが明らかである。また、<ltmath>\langle K_r \rangle_V</math>の最小値は<ltmath>R_{ep}</math>数が増大するほど、また<ltmath>KC</math>数が減少するほど大きな値を示している。このような<ltltmath>\langle K_r \rangle_V</math>の最小値における<ltmath>KC</math>数への依存性は、図-4に示されたように、<ltmath>KC</math>数が小さいときには間隙部で生成した乱れが十分に減衰・伝播することなく、次周期の乱れが生成することによる乱れの履歴の影響であると考えられる。

Nakajoら(2007)は、一方向流場に置かれた多孔質体間隙部で生成される<ltmath>\langle K_r \rangle_V</math>を本研究と同様に算定し、<ltmath>R_{ep}</math>

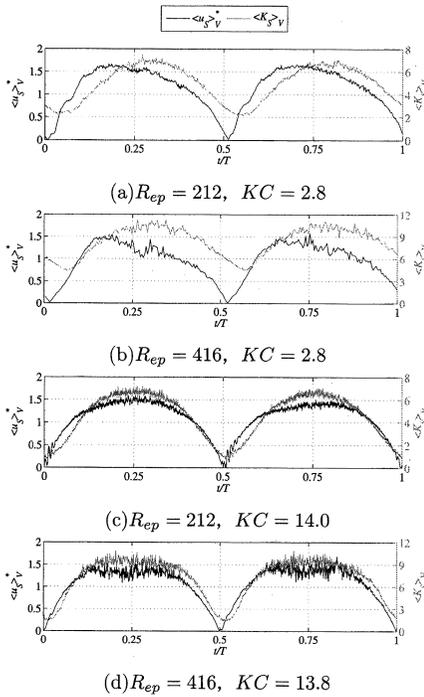


図-5 $\langle K_s \rangle_v$ および $\langle u_s \rangle_v$ の位相変化

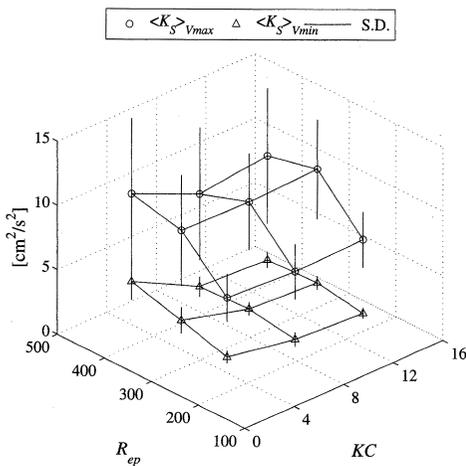


図-6 一周期間における $\langle K_s \rangle_v$ の最大・最小値と KC 数および R_{ep} 数の関係

数が200および400となる条件において、 $\langle K_s \rangle_v$ はそれぞれ3.5および5.0となることを明らかにしている。これらの値と、振動流場において瞬時の R_{ep} 数がほぼ同値となる $R_{ep}=212$ および 416 における最大流速時の $\langle K_s \rangle_v$ の値 (図-6より、それぞれ6.8および9.8) を比較すると、振動流場では瞬間的に一方向流場よりも大きな乱れエネルギーを有していることが明らかとなった。

5. 結論

(1) 間隙部定点の流速変動より、間隙流速がある閾値を超えたときに激しい高周波変動が生成し、低速時には速やかに減衰するという振動流場に特有の周期的な現象が明らかとなった。また、間隙部における流速変動のパワースペクトルより、一周あたり平均的なエネルギーの高周波成分は R_{ep} 数が増加すると増大することが明らかとなった。(2) 乱れエネルギーの間隙部平均である $\langle K_s \rangle_v$ の一周期間における最大値は $R_{ep}>310$ ではほとんど変化が見られなかったが、 $R_{ep}=212$ では、より小さな値を示した。一方、 $\langle K_s \rangle_v$ の一周期間における最小値は R_{ep} 数が増大するほど、また KC 数が減少するほど大きな値を示した。また、定点における流速変動および断面平均乱れエネルギー $\langle K_s \rangle_v$ の分布から、 KC 数が増加するほど、多孔質体間隙部で生成した乱れは遠方へと広がることが確認された。(3) 瞬時の R_{ep} 数が同一条件となる最大流速時の位相において、振動流場で瞬間的に生じている $\langle K_s \rangle_v$ は、一方向流場における $\langle K_s \rangle_v$ の値よりも大きくなった。

参考文献

江藤剛治・竹原幸生・横山雄一・井出康夫(1996): 水流の可視化に必要な関連技術の開発—比重整合法, 屈折率整合法, 多波長計測—, 土木学会論文集, No. 566, pp. 84-106.
 重松孝昌・塩足純一・竹原幸生・辻本剛三(2004): 一方向流中に置かれた多孔質体による乱流の生成・減衰過程に関する基礎実験, 海岸工学論文集, 第51巻, pp. 661-665.
 竹原幸生・R.J.Adrian・江藤剛治(2000): KC 法を用いた Super-Resolution PIV の提案, 水工学論文集, 第44巻, pp. 431-436.
 中條壯大・重松孝昌・辻本剛三・竹原幸生(2007): 多孔質体によって生成される乱流諸量に及ぼすレイノルズ数の影響に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第54巻, pp. 801-805.
 中山顕(2005): 多孔質伝熱のモデリングの進展, 日本機械学会熱工学コンファレンス2005講演論文集, pp. 383-386.
 de Lemos, M.J.S.(2006): Turbulence in porous media, Elsevier, 335p.
 Hino, M., M. Sawamoto and S. Takasu(1976): Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow, J. Fluid Mech., 75, pp. 193-207.
 Nakajo, S., T. Shigematsu, K. Takehara and G. Tsujimoto(2007): Spatial characteristics of turbulent flow through porous media, Proc. 2nd ISEM, JSEM/JSMF, 55, (CD-ROM).