

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

An Experimental Study on the Effect of Reynolds Number on Turbulence induced by Porous Media

中條 壯大¹・重松 孝昌²・辻本 剛三³・竹原 幸生⁴

Souta NAKAJYO, Takaaki SHIGEMATSU, Gozo TSUJIMOTO and Kosei TAKEHARA

The effect of Reynolds number on the properties of turbulence generated by a porous media was investigated by a hydraulic experiment. Velocity field inside and around the porous media was measured with a high resolution temporally and spatially using the Super-resolution KC method and a refractive index matching method. It is presented that some properties of turbulence can be normalized by a characteristic velocity and a diameter of the sphere which constitute the porous media.

1. はじめに

石積堤に代表されるような多孔質構造物を利用した閉鎖性海域の水質改善に関する検討が行われている。多孔質構造物の安定性やそれによる水質改善効果は、多孔質体内間隙部およびその近傍における乱流等の微細な流動構造と密接な関係がある。しかし、特に間隙部における流体運動の計測が困難であるため、その流動機構の詳細はほとんど明らかにされていない。このような背景の下、著者ら (2006) は、既に、屈折率整合法 (江藤ら, 1996) と画像流速計測システムを用いて、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、乱流諸量について検討している。しかし、レイノルズ数や多孔質体を構成する粒子径が一定であるなど、限られた条件下における実験であった。そこで、本研究では、既往の研究で用いた計測システムを用いて、流速および粒子径を変化させて、より広範囲な条件下で実験を行い、粒子レイノルズ数 $Re_p = \phi DV_0/\nu$ (ϕ : 間隙率, D : 粒子径, V_0 : 接近流速, ν : 動粘性係数) の変化が一方向流中に置かれた多孔質体によって生成される乱流諸量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

直径 $D=1.0, 2.0, 2.5$ cm のシリコン (KE108: 信越化学 (株)) 球および半球を製作し、これを接着して 3 種類の間隙スケール ϕD を有する多孔質体模型を製作した (図-1)。実験は、長さ 60 cm の水平部を有する U 字型管路を用いて行った。水平水路の中央部に製作した多孔質体模型を設置し、一端から重量百分率濃度約 40 %

のヨウ化ナトリウム水溶液 ($\nu=0.9 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$) を注入し、他端で自由越流させることによって、一方向定常流を発生させた (図-2)。管路両端の水頭差を変化させることによって接近流速 V_0 を変化させた。多孔質体の上流端面と流軸との交点を原点とし、流軸方向に x 軸を、鉛直上向きに z 軸を、これらと直行する方向に 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 台の高速度ビデオカメラを用いて多孔質体を含む広範囲な領域を撮影した。画像は、撮影間隔 $\Delta t=1/250$ 秒、シャッター速度 $1/250$ 秒で、1024 枚/台、計測時間 T は約 4.1 秒間撮影した。空間解像度は

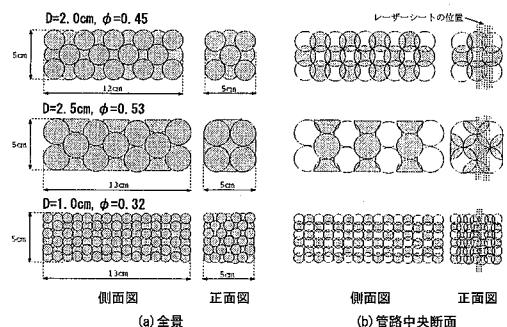


図-1 多孔質体模型

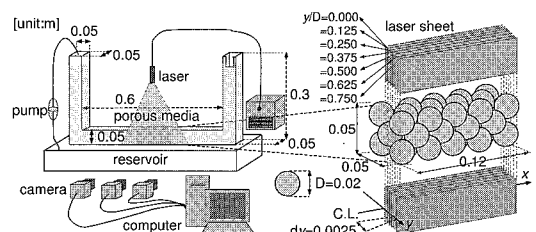


図-2 実験装置

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
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 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
4 正会員 博(工) 近畿大学准教授理工学部土木工学科

表-1 実験条件

D [cm]	ϕ [-]	V_0 [cm/s]	R_{ep} [-]	T_L [s]	T_S $\times 10^{-2}$ [s]
1.0	0.32	2.1	75	2.4	3.1
		2.9	103	1.7	1.9
		4.3	153	1.2	1.1
2.0	0.45	2.0	200	2.5	4.7
		3.2	320	1.6	2.3
		4.0	400	1.3	1.7
		5.2	520	1.0	1.1
2.5	0.53	2.1	309	2.4	4.9
		3.6	530	1.4	2.2
		4.4	648	1.1	1.6

0.8×10^{-2} cm/pixel であった。レーザーシートを y 軸方向に 2.5 mm 間隔でスライドさせて、多断面の計測を行った。実験条件の詳細は、表-1 に示す。

3. 解析手法

画像解析のアルゴリズムには、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。有意な流速ベクトルの平均密度は約 180 ~ 290 個/cm² であった。得られた実測流速から、次式で表される逆距離離重法を用いて、任意地点における各時刻の流速 v_I を求めた。

$$v_I(x_c, z_c) = \sum_{m=1}^M (\omega_m v_m) / \sum_{m=1}^M \omega_m \quad (1)$$

$$\omega_m = \ell^2 / \{ (x_m - x_c)^2 + (z_m - z_c)^2 \} \quad (2)$$

ここで、 (x_c, z_c) は任意の格子点の座標、 v_m は格子点を中心に半径 $\ell = 0.5$ cm の領域 (補間領域) 内に存在する m 番目のトレーサーから測定された実測流速、 (x_m, z_m) はその座標である。また、 ω_m は格子点と実測流速の座標の距離の重みを表す係数である。

4. 実験結果

(1) 時間解像度に関する検討

乱流は大小の渦が混在した流れであり、乱流諸量を検討するためには、適切な計測時間と時間解像度で計測を行う必要がある。本実験において、速度場を特徴付ける大渦の時間スケール T_L は、接近流速 V_0 と管路幅 L を用いて、次式で推定できる。

$$T_L = L/V_0 \quad (3)$$

一方、最小渦の時間スケール T_S は次式より推定できる。

$$T_S = \eta/v \quad (4)$$

ここに、 η および v は最小渦スケールの長さおよび速度を表し、Kolmogorov 理論より次式で推定される。

$$\eta \sim R_e^{-3/4} D \quad (5)$$

$$v \sim R_e^{-1/4} V_0 \quad (6)$$

ここに、 $R_e = DV_0/\nu$ はレイノルズ数を表す。表-1 に、一連の実験条件における T_L および T_S を示す。表-1 によれば、すべてのケースにおいて $T > T_L$ 、 $\Delta t < T_S$ となっており、本計測によって大渦の時間スケールから小渦の時間スケールまでの変動が計測できていると考えられる。

(2) 乱れ諸量の遷移過程

a) 乱れエネルギーの分布

任意の点 (x, y, z) における補間流速 $v_I(x, y, z)$ の時間平均値 $\bar{v}_I(x, y, z)$ ($\bar{}$ は時間平均量を表す) を求め、これからの偏差を変動流速 $v'_I(x, y, z)$ と定義すると、次式で示されるような乱れエネルギーが定義される。

$$K_T(x, y, z) = \bar{v'^2_I}(x, y, z)/2 \quad (7)$$

$\bar{v}_I(x, y, z)$ および $v'_I(x, y, z)$ は、多孔質体内の空隙の形状が変化するために y 方向にも変動することは、既に前報 (重松ら, 2006) で述べた。ここでは、多孔質体内の平均量を検討することを目的としているので、次式のような空間平均量を定義した。

$$\langle K_T \rangle(x, y) = \frac{1}{N_z} \sum_{iz=1}^{N_z} K_T(x, y, z)_{iz} \quad (8)$$

$$\langle\langle K_T \rangle\rangle(x) = \frac{1}{N_y} \sum_{iy=1}^{N_y} \langle K_T \rangle(x, y)_{iy} \quad (9)$$

ここで、 N_y は計測断面数を表し、 N_z は鉛直方向の格子点数を表す。すなわち、 $\langle\langle K_T \rangle\rangle(x)$ は任意の地点 x における乱れエネルギーの yz 断面の平均値を表している。

図-3(a)に、 $D=2.0$ cm、 $\phi=0.45$ の場合の $\langle\langle K_T \rangle\rangle$ の分布を示す。同図によれば、多孔質体の上流域では、粒子レイノルズ数 R_{ep} が増加しても有意な乱れエネルギーは計測されておらず、接近流はおおよそ層流状態であることが確認される。また、間隙部および下流域においては、 R_{ep} が増加するとともに $\langle\langle K_T \rangle\rangle$ は大きくなる傾向を示し、多孔質体間隙部において乱れエネルギーは生成され、その値は下流域のそれよりも大きいことがわかる。 $\langle\langle K_T \rangle\rangle$ を接近流速 V_0 で無次元化した無次元乱れエネルギー $\langle\langle K_T \rangle\rangle^*$ の分布を図-3(b)に示す。 $R_{ep}=200$ では、下流域における $\langle\langle K_T \rangle\rangle^*$ 分布が他の場合とは若干異なる傾向を示すが、おおよそ、多孔質体間隙部および下流域

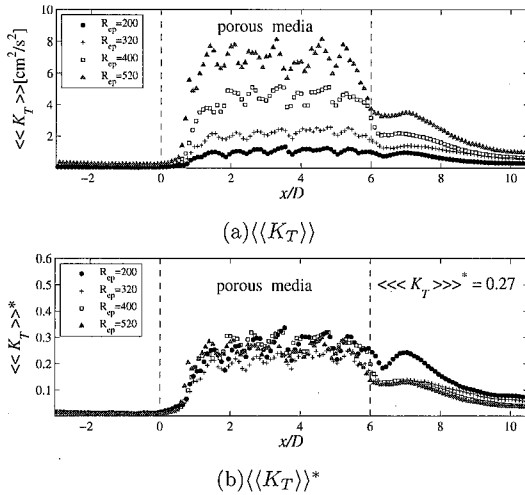


図-3 断面平均乱れエネルギー K_T ($D=2.0\text{cm}$, $\phi=0.45$)

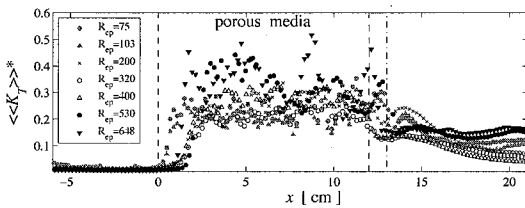


図-4 間隙スケールと時間乱れエネルギー

において同様の生成・減衰傾向を示すことが分かる。すなわち、無次元化された断面平均乱れエネルギーは、多孔質体内に流入するとともに徐々に増加し、 $x/D \geq 1.0$ の間隙部では変動するもののほぼ一定値を示し、下流域に流出後は流下するとともに徐々に減衰していく傾向を示す。多孔質体間隙部における $\langle\langle K_T \rangle\rangle^*$ の平均値を次式で算定すれば、 $\langle\langle K_T \rangle\rangle^* = 0.27$ となった。

$$\langle\langle K_T \rangle\rangle = \frac{1}{N_x} \sum_{ix=1}^{N_x} \langle K_T \rangle(x)_{ix} \quad (10)$$

ここに、 N_x は $1.0 \leq x/D \leq 6.0$ における水平方向の格子点数を表す。

次に、間隙スケール ϕD の異なる実験ケースを含めた、 $\langle\langle K_T \rangle\rangle^*$ の分布を図-4に示す。記号の色はそれぞれ、灰色： $\phi D=0.32$ ($Re_p=75, 103$)、白抜き： $\phi D=0.90$ ($Re_p=200, 320, 400$)、黒色： $\phi D=1.33$ ($Re_p=530, 648$)を示す。また、多孔質体区間は $\phi D=0.90$ のとき 12 cm (破線)、 $\phi D=0.32, 1.33$ のとき 13 cm (鎖線)となっている。図のように、多孔質体に流入すると無次元化された断面平均乱れエネルギー $\langle\langle K_T \rangle\rangle^*$ は増加し、下流域で減衰する遷移過程はほぼ同様であることがわかる。間隙部では、粒子レイノルズ数 Re_p が大きくなるほど、 $\langle\langle K_T \rangle\rangle^*$ の変動の幅は $\langle\langle K_T \rangle\rangle^* = 0.20 \sim 0.5$

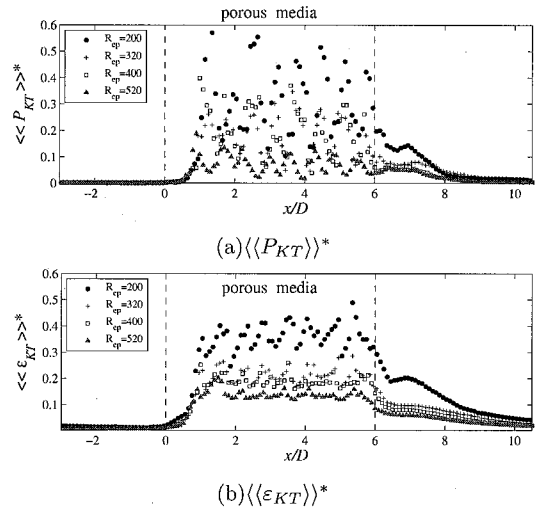


図-5 断面平均乱れエネルギー生成率および散逸率 ($D=2.0\text{cm}$, $\phi=0.45$)

とやや大きくなるように見える。間隙スケール ϕD 毎に $\langle\langle K_T \rangle\rangle^*$ を求めると、間隙部平均値は、 $\phi D=0.32$ で $\langle\langle K_T \rangle\rangle^* = 0.22$ 、 $\phi D=1.33$ で $\langle\langle K_T \rangle\rangle^* = 0.30$ であった。

b) 乱れエネルギー生成率 P_{KT} および散逸率 ε_{KT}

乱流場の遷移過程について知る上では、乱れエネルギーだけでなく、乱れエネルギーの生成率および散逸率の割合について知ることも重要である。乱れエネルギー生成率 P_{KT} および散逸率 ε_{KT} は以下の式より算出した。

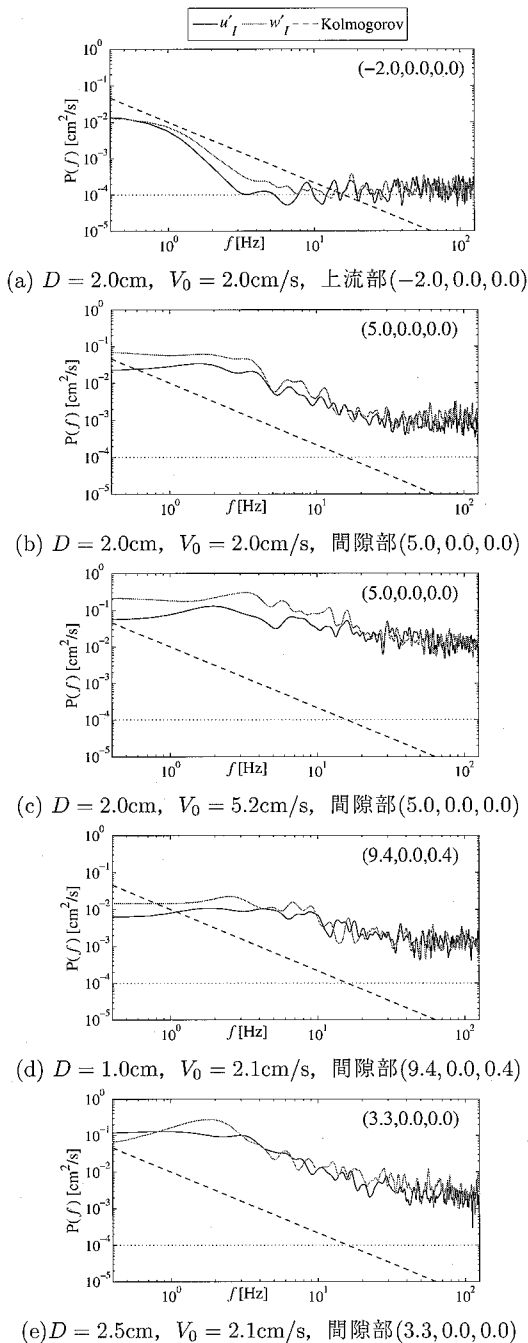
$$P_{KT} = -\overline{u'_i w'_i} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w_i}}{\partial x} \right) \quad (11)$$

$$\varepsilon_{KT} = \frac{\nu}{2} \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial z} + \frac{\partial w'_i}{\partial x} \right)^2} \quad (12)$$

乱れエネルギー K_T と同様に、これらの断面平均値 $\langle\langle P_{KT} \rangle\rangle$ と $\langle\langle \varepsilon_{KT} \rangle\rangle$ を算定し、接近流速 V_0 と代表径 D および水の動粘性係数 ν_0 で無次元化した。その一例を図-5に示す。紙面の都合上、ここでは示していないが、 Re_p が増加するにつれて多孔質体の間隙部および下流域における P_{KT} および ε_{KT} は増加した。しかし、無次元量としては $Re_p > 300$ の条件では、 Re_p によらずほぼ同様の分布を示していることがわかる。また、 $\langle\langle P_{KT} \rangle\rangle^*$ は $\langle\langle \varepsilon_{KT} \rangle\rangle^*$ に比べると間隙部における変動は大きい。

c) パワースペクトル

粒子レイノルズ数 Re_p による、多孔質体間隙部における渦の周波数変化について述べる。定点における流速の時間変化(水平成分 u' 、鉛直成分 w')を算定し、それらより求めたパワースペクトルを図-6に示す。スペクト

図-6 定点 (x, y, z) におけるパワースペクトル

ル推定には Welch 法を用い、フィルターには Hanning ウィンドウを用いた。図-6(a)は $Re_p = 200$ ($D = 2.0\text{cm}$, $V_0 = 2.0\text{cm/s}$) の場合の上流部の点 $(-2.0, 0.0, 0.0)$ における結果である。多孔質体の上流部における流速変動は微小であり、ほぼ層流状態であると考えられるので、同図(a)に示されるパワースペクトルは白色ノイズであ

ると判断される。図-6(b)から図-6(e)までは、多孔質体内の間隙部の比較的下流側に位置する点におけるパワースペクトルである。図-6(b)は(a)と同じ $Re_p = 200$ における間隙部の点 $(5.0, 0.0, 0.0)$ における結果である。あらゆる周波数帯でパワースペクトルの値が増加していることから、間隙部では乱れが増加し様々な周波数成分を包含していることがわかる。また、パワースペクトルは、3.5 Hz 付近から 40 Hz では、Kolmogorov 則に従いながらその値が減少している。図-6(c)は $Re_p = 520$ ($D = 2.0\text{cm}$, $V_0 = 5.2\text{cm/s}$) の場合の間隙部の点 $(5.0, 0.0, 0.0)$ における結果である。図-6(b)の結果と比較すると、 Re_p の増加により、間隙部の乱れは高周波数帯を含めた全周波数帯で増加していることがわかる。しかし、Kolmogorov 則に従う周波数帯は 3.5 Hz 以上である点については変化はない。図-6(d)は $Re_p = 75$ ($D = 1.0\text{cm}$) の場合の多孔質体内間隙部の点 $(9.4, 0.0, 0.4)$ におけるパワースペクトルを、また、図-6(e)は $Re_p = 309$ ($D = 2.5\text{cm}$) の場合の間隙部の点 $(3.3, 0.0, 0.0)$ におけるパワースペクトルを示したものである (どちらも $V_0 = 2.1\text{cm/s}$)。図-6(b)の結果とあわせてみれば、接近流速を一定にして D を変化した場合には、低周波数帯におけるスペクトルの値が大きくなるとともに、Kolmogorov 則に従い始める周波数帯が低周波数側にシフトしていることがわかる。ただし、高周波数帯ではその値の差異はほとんど見られない。

d) レイノルズ応力の分布

レイノルズ応力は以下の式を用いて算定した。

$$R_{xz}(x, z) = -\overline{u'_i w'_i}(x, z) \quad \dots\dots\dots (13)$$

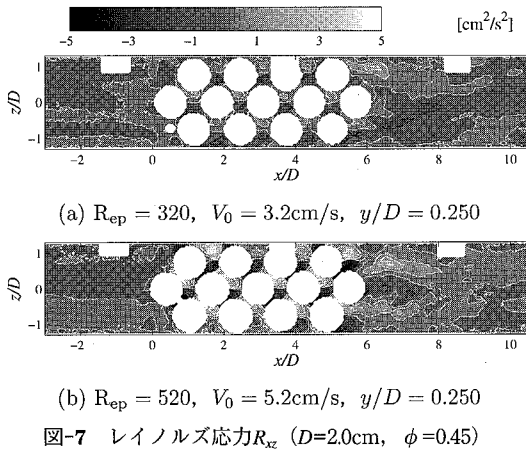
図-7(a)および図-7(b)に各々 $Re_p = 320$ および $Re_p = 520$ における R_{xz} の分布を示す。白線および黒線はそれぞれ正、負の等高線を表す。多孔質体間隙部では球体の配列に依存した分布となっており、上下対称に正負の R_{xz} が観察された。また、間隙部および下流域における R_{xz} の絶対値は Re_p が増加するとともに大きくなっている。紙面の都合上、ここでは割愛したが、間隙スケール ϕD が大きくなると、 R_{xz} の絶対値は大きくなる傾向が見られた。

e) 渦動粘性係数の分布

各乱流モデルでは乱れと平均流の関係を記述するモデル係数として渦動粘性係数 ν_t が定義されている。本研究では Boussinesq モデルによる渦動粘性係数 $\nu_{t,B}$ を以下の式より算定した。

$$\nu_{t,B} = \frac{-\overline{u'_i w'_i}}{(\partial \overline{u_i} / \partial z + \partial \overline{w_i} / \partial x)} \quad \dots\dots\dots (14)$$

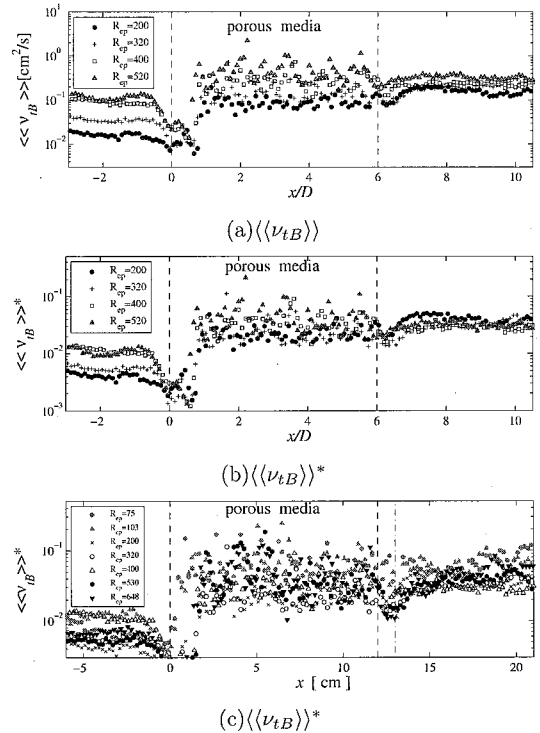
乱れエネルギー K_T と同様に、空間平均値 $\langle \nu_{t,B} \rangle$ を算



定した。 ν_{tB} の実測値は正負いずれの値をもつため、ここでは絶対値の平均を求めた。図-8(a)に一例を示す ($D=2.0 \text{ cm}$, $\phi=0.45$)。 $\langle\langle \nu_{tB} \rangle\rangle$ は、上流においても $0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度の値を示している。レイノルズ応力においては有意な値が見られなかったことを考えると、これは式 (14) において速度勾配が 0 となる地点において値が発散すること起因すると考えられる。 $\langle\langle \nu_{tB} \rangle\rangle$ は、多孔質体に流入後に増加し、間隙部では変動を示すもののほぼ一定値を示している。間隙部平均値は $\langle\langle \nu_{tB} \rangle\rangle = 0.1 \sim 0.4$ の間で変化した。また今回の計測範囲内では多孔質体通過後も、 $\langle\langle \nu_{tB} \rangle\rangle$ は減衰する傾向が見られなかった。図-8(b)に接近流速 V_0 と粒子径 D で無次元化した $\langle\langle \nu_{tB} \rangle\rangle^*$ の分布を示す。無次元量の間隙部平均値は $\langle\langle\langle \nu_{tB} \rangle\rangle\rangle^* = 2.0 \sim 4.0 \times 10^{-2}$ の間で変化した。また、間隙スケール ϕD の異なるケースを含めると、図-8(c)に示すように、間隙部平均値としては、 $\langle\langle\langle \nu_{tB} \rangle\rangle\rangle^* = 2.0 \sim 6.0 \times 10^{-2}$ となった。

5. 結 論

(1) 断面平均化された乱れの運動エネルギー $\langle\langle K_T \rangle\rangle$ 、その生成率 $\langle\langle P_{KT} \rangle\rangle$ および散逸率 $\langle\langle \varepsilon_{KT} \rangle\rangle$ は、粒子レイノルズ数 Re_p の増加とともに増加する。しかし、接近流速 V_0 で無次元化したそれらは、ほぼ同様の空間分布を示し、 Re_p に依存しないことがわかった。(2) 多孔質体内における $\langle\langle K_T \rangle\rangle^*$ の変動は空隙スケール ϕD が増加すると大きくなるが、間隙部の平均値をとると大きな変化はない ($\langle\langle\langle K_T \rangle\rangle\rangle^* = 0.22 \sim 0.30$)。 (3) パワースペクトルは、低周波数帯ではほぼ一定の値をとり、ある周波数帯以上では Kolmogorov の $-5/3$ 乗則にしたがって低下するような分布を示す。流速を変えて Re_p を変化させた場合には、全周波数帯でスペクトル値は増加する。多孔質体を構成する粒子径 D を変えて Re_p を変化させた場



合には、低周波数帯でスペクトル値が増加するとともに、高周波数 Kolmogorov の $-5/3$ 乗則に従う周波数帯が低周波数側に移動する。(4) Boussinesq モデルより算出した断面平均化された渦動粘性係数 $\langle\langle \nu_{tB} \rangle\rangle$ は間隙部ではほぼ一定の値を示し、 V_0 および多孔質体の代表径 D で無次元化した $\langle\langle \nu_{tB} \rangle\rangle^*$ はほぼ一定の値 ($O(10^{-2})$) を示し、間隙部の平均値は $\langle\langle\langle \nu_{tB} \rangle\rangle\rangle^* = 2.0 \sim 6.0 \times 10^{-2}$ である。

謝辞：本研究は、科学技術研究補助金（基盤研究(B) (2)：15360269）の支援を受けて行われたものである。ここに記して謝意を表する。

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。
- 重松孝昌・中條壯大・辻本剛三(2006)：多孔質体によって誘起される流れの時間的・空間的乱れ特性について，海岸工学論文集，第 53 巻，pp. 761-765。
- 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。