

多孔質体通過流れにおける固体・液体間相互作用に関する 数値流体力学的研究

環境水域工学分野

竹岡 佑介

Abstract

多孔質体間隙部の複雑な流動やその構成要素に作用する流体力に関する知見は、狭隘な間隙部の流れを乱さずに実験的計測を行うことが困難であるために不足している。本研究では、多孔質体通過流れによって生じる流体力・流動特性に関する基礎的知見を得る事を目的とし、固体表面上の相互作用力を陰的に求める事によって複雑固体境界条件を満足させる事が可能な Immersed Boundary 法を導入した3次元数値モデルを構築した。本モデルを球群を通過する流れに適用し、計算結果は既往の圧力降下量に関する巨視的経験式との一致を確保し、本モデルの妥当性を確認した。また、多孔質体構成要素に作用する流体力は、Reynolds 数増加に伴って、空間・時間的に一様ではなくなり、さらに、流れの非定常性は下流方向より発達し始める事を明らかにした。

1 序論

石積堤などの多孔質構造物内部を通過する流れや移動粒子群周りの流体運動は、固体が近接・隣接しているために極めて複雑な様相を示す。実際、構造物の安定性の検討や沈降粒子群の分散挙動などの予測には、このような複雑な流体運動に起因する流体力の正確な予測が不可欠である。固体群に作用する巨視的な流体力については、浸透流速を対象として経験的に定式化された公式が援用されることが少なくない（例えば、Ergun[1]）。しかし、多孔質体を構成する個々の固体に作用する流体力に関する知見、あるいは間隙流速などの知見については、流れを乱さずに狭隘な固体群間の流動を把握する事が難しいために不足している。例えば、Booijら[2]はLDVを構造物間隙に設置して流速変動などについて考察しているが、定点計測では、多孔質体内部の流動を網羅的に把握する事は難しい。また、数値シミュレーションにおいても複雑な境界形状を有する多孔質体流れの計算は、固体境界条件の設置法や格子解像度に起因する計算負荷の点から容易ではない。

複雑な固体壁が存在する流動場の計測が難しく、計算する適当な手法が無いため、そうした場に関する知見が乏しい。特に、固体に作用する流体力に関する知見は殆ど無い。こうした背景を考慮し、本研究では、多孔質体を通過する流れを対象として、複雑固体境界を有する流れ場の3次元数値解析を行い、そこから

得られる固体・液体間相互作用に関する基礎的な知見、すなわち、多孔質体を構成する各球体に作用する流体力や周辺の流動場を構成する渦流の時系列変動特性に関する知見を得る事を目的とする。本研究では、境界適合格子法などと比較すると計算負荷の少ない直交格子法であるIB(Immersed Boundary)法を用い、その精度は多孔質体流れに関する巨視的経験則との比較から検証した。その他、近接2円柱を通過する流れや単一球体周りの流れについても検証を行っているが、紙面の都合上、ここでは割愛する。

2 数値モデルの概要

2.1 基礎方程式

本研究で使用した基礎方程式は以下の非圧縮性 Navier-Stokes 式と連続の式である。

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \right] = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{V} + \vec{f} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (2)$$

ここに、 ρ は流体密度、 \vec{V} は流体速度ベクトル、 P は圧力、 μ は流体の粘性係数である。また、 \vec{f} はIB法による、固体壁が存在している事により、流体に作用する拘束力(外力)を表しており、固体表面における流体の境界条件を満足させるために導入される。 \vec{f} は固体表面における作用・反作用を考え、以下の式で与えら

れる。

$$\vec{f} = \int_{\Omega} \vec{f}_k \delta(\vec{x} - \vec{x}_k) dx_k \quad (3)$$

ここに、 δ はDiracのデルタ関数、 \vec{x}_k は固体表面に沿って定義されるLagrange点(図-1)の位置ベクトル、 \vec{f}_k は固体壁に作用する流体力である。

この \vec{f}_k を流体計算における反作用項 \vec{f} として3次元空間の直交格子に分布させるためのデルタ関数は、Campregherら[3]と同様に、次式の離散化した分布関数 D_{ij} で計算する。

$$D_i(x_k) = \prod_j \left\{ \frac{f_j[(x_k - x_i)/\Delta x_j]}{\Delta x_j} \right\} \quad (4)$$

$$f_1(r) = \begin{cases} f_2(r), & \text{if } |r| < 1 \\ \frac{1}{2} - f_2(r), & \text{if } 1 < |r| < 2 \\ 0, & \text{if } 2 < |r| \end{cases} \quad (5)$$

$$f_2(r) = \frac{3 - 2|r| + \sqrt{1 + 4|r| - 4|r|^2}}{8} \quad (6)$$

式(4)を用いて式(3)を書き換えると以下の式となる。

$$f_i = \sum D_{ij} f_{kj} \Delta k^2 \quad (7)$$

ここに、 Δk はLagrange点間の距離である。

2.2 PVMを用いた強制外力項の算定

相互作用力 \vec{f}_k の算定に際しては、Leeら[4]、Campregherら[3]と同様に、Lima E Silvaら[5]の提案するPVM (Physical Virtual Model)を用いた。PVMは運動方程式の各項と釣り合う強制力 \vec{f}_k を固体境界上に導入することにより境界条件を満足させる。すなわち、 \vec{f}_k は以下の式で算定される。

$$\vec{f}_k = \rho \frac{\vec{V}_{kb} - \vec{V}_k}{\Delta t} + \rho(\vec{V}_k \cdot \nabla)\vec{V}_k - \mu \nabla^2 \vec{V}_k + \nabla P_k \quad (8)$$

ここに、 \vec{V}_k 、 P_k はそれぞれLagrange点上に補間された仮の流速ベクトル、圧力である。また、 \vec{V}_{kb} はLagrange点の移動速度であり、本研究では静止物体を扱うため、 $\vec{V}_{kb} = \vec{0}$ とした。式(8)では、Lagrange点上における \vec{V}_k 、 P_k の空間微分値が必要となるが、それらは以下のLagrange補間多項式より求めている。

$$\frac{\partial \phi_k}{\partial x} = \frac{(x_k - x_2)}{(x_1 - x_2)(x_1 - x_k)} \phi_1 + \frac{(x_k - x_1)}{(x_2 - x_1)(x_2 - x_k)} \phi_2 + \frac{(x_k - x_1) + (x_k - x_2)}{(x_k - x_1)(x_k - x_2)} \phi_k \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_k}{\partial x^2} = \frac{2\phi_1}{(x_1 - x_2)(x_1 - x_k)} + \frac{2\phi_2}{(x_2 - x_1)(x_2 - x_k)} + \frac{2\phi_k}{(x_k - x_1)(x_k - x_2)} \quad (10)$$

上式は x 方向成分についてのみ示しており、 x_1 、 x_2 は、図-1のようにLagrange点上の座標 x_k から、流体側の x

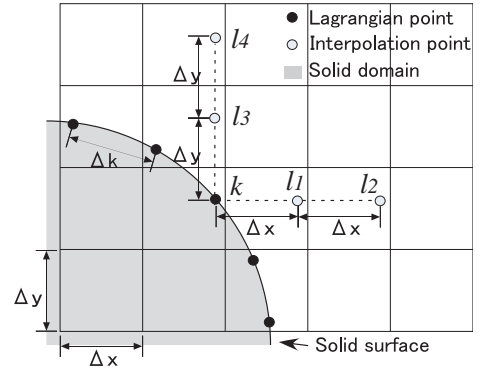


図-1 Lagrange点と補間点

方向にそれぞれ Δx 、 $2\Delta x$ 離れた点 l_1 、 l_2 における x 座標である。 ϕ_k 、 ϕ_1 、 ϕ_2 は、それぞれLagrange点、 l_1 、 l_2 の位置での補間流速、または、補間圧力を表している。 y 方向成分、 z 方向成分についても同様に補間点を設けて微分値が算定される。

2.2.1 固体内部領域を利用した新たな補間法の導入

IB法は、固体境界条件の実装手法であるが、計算領域内は固体の内外に関係なく、全て流体として計算が行われる特異な計算手法であり、その固体内部の仮想流速場の取り扱いには、様々な方法が提案されている。Lima E Silvaら[5]によれば、補間点 l_1 、 l_2 の位置での物理量 ϕ_1 、 ϕ_2 は、式(4)の分布関数を用いて、固体内部領域を除いた周囲の直交格子上的データから補間を行っている。しかし、本計算で対象とする多孔質体の計算では、固体同士が近接・隣接しているために、固体内部領域にこれらの補間点 l_1 、 l_2 が入ることになる。このような場合、固体外部の直交格子データのみを用いる補間法では ϕ_1 、 ϕ_2 を求めることができないためにLagrange点上での流速、圧力の空間勾配値をうまく算定することができない。

そこで本研究では、固体内外を区別せず、固体外部の直交格子データとともに、IB法で得られる固体内部の仮想流速、圧力データも利用して ϕ_1 、 ϕ_2 の値を補間する本研究独自の補間法を数値モデル内に導入し、以後の計算を行った。

2.3 基礎方程式の離散化

基礎方程式の時間差分には、2次精度のAdams-Bashforth法を用い、空間差分には2次精度の中心差分を用いた。計算はSMAC法のスキームに従い、式(11)から予測流速 \vec{u}_i^n を算定し、修正圧力 ϕ^n のポアソン方程式(式(12))をMulti Grid法を用いたGauss-Seidel法により解き、次時刻の圧力を式(13)から、次時刻の流

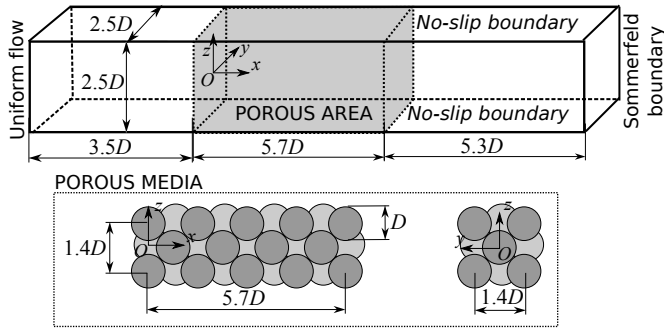


図-2 多孔質体流れに関する計算領域と境界条件

速 u_i^{n+1} を式 (14) からそれぞれ算定した。

$$\frac{\bar{u}_i^n - u_i^n}{\Delta t} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P^n}{\partial x_i} + \frac{3}{2} \{(A_i^n + V_i^n + f_i^n) - (A_i^{n-1} + V_i^{n-1} + f_i^{n-1})\} \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 \phi^n}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\rho}{\Delta t} \frac{\partial \bar{u}_i^n}{\partial x_i} \quad (12)$$

$$P^{n+1} = P^n + \phi^n \quad (13)$$

$$u_i^{n+1} = \bar{u}_i^n - \frac{\rho}{\Delta t} \frac{\partial \phi^n}{\partial x_i} \quad (14)$$

ここに、 A は対流項、 V は粘性項である。

3 多孔質体通過流れの数値計算

多孔質体内部や後流域に発生する非常に複雑な3次元構造の流れやそれに起因して発生する多孔質体構成要素への複雑な流体力は、実験的観測によってその現象を捉える事が難しい。ここでは管路内の一方向流れ場中に設置された多孔質体を通過する流れを対象に3次元数値計算を行い、多孔質体通過に伴う圧力降下量に関する巨視的経験則との比較を行うとともに、実験で計測する事が難しい多孔質体間隙や後流域の流れおよび構成要素に作用する流体力について検討を行った。

3.1 計算条件

計算領域および境界条件を図-2に示す。流入境界で一様流を与え、流出境界には、Sommerfeldの放射条件を課した。また、側方境界には滑りなし条件を課している。球径を $D(=20\text{mm})$ としたとき、管路幅は $2.5D \times 2.5D$ とし、流入端より $3.5D$ 離れた地点から球群を図-2のように計41個配置して多孔質体としている。多孔質体の延長は $5.7D$ 、多孔質体下流端から流出境界までの距離は $5.3D$ である。このとき、多孔質体内部の間隙率は $\epsilon = 0.47$ である。格子解像度は、単一球周り流れで得た知見を参考に $D/\Delta x = 19.2$ とした。流入流速 U を変化させる事で Reynolds 数 $Re = UD/\nu = 2 \sim 640$ とする条件で計算を行った。

3.2 計算結果の考察

3.2.1 流況と流体力ベクトル

図-3.2.1は $Re=2, 80, 160$ および 320 での断面 $y/D=0.0$ における流況ベクトルと断面を横切る各球に作用する無次元流体力ベクトル $F^* = (C_D, C_{Lz})$ (C_D : 抗力係数, C_{Lz} : z 方向の揚力係数) の瞬時分布の計算結果を示したものである。 F^* の始点は各球の中心に配置している。このように、多孔質体を構成する個々の要素に作用する流体力と、その周辺の流動場に関して、同時に包括的な知見を得る事ができるのが本研究手法の利点である。図より、 $Re=2$ の場合には多孔質体周辺の流れは層流様であり、全ての球の流体力ベクトルの向きは流れと同方向である。 $Re=80$ になると、多孔質体下流端の間隙から後流域に向けて噴流状の流れが噴出され、流軸 $z/D=0.0$ に対してほぼ対称な後流が形成されている。また、壁面に接している球に作用する流体力ベクトルは、管壁に沿って比較的大きな流路が形成されて高速流が集中しているために、管路側の圧力降下が大きく、管壁方向に流体力が作用している。一方、 $Re=160$ ではこうした流れの対称性が、多孔質体の下流端から $1D$ 程度流下した地点より乱れ始めている。しかし、間隙部の流れは比較的対称な流れとなっている。流体力ベクトルの大きさは、 $Re=80$ と比較して、有次元量としては大きくなるが、無次元量で比較するとほぼ同程度である。 $Re=320$ になると、複雑な流動が多孔質体後流域で確認されるとともに、多孔質体間隙部においても流軸に非対称な流れが形成されていることが分かる。このことは、非対称な流れが Reynolds 数増加に伴って、上流側に遷移することを意味している。図-4は、 $Re=80, 160, 320$ における流軸 $((y/D, z/D)=(0.0, 0.0))$ 上の5つの球に作用する C_D と C_{Lz} の時系列分布を示したものである。 $Re=80$ においては、多孔質体内部の $x/D=1.4, 2.8, 4.2$ の球体に作用する C_D 値は $x/D=1.4$ が最も大きな値を示すものの、ほぼ等しい値を示している。しかし、先頭に配置された球体の C_D 値はそれよりも小さく、最下流の球体の C_D 値はさらに小さい事が分かる。これらの多孔質体内の変化幅は、その平均値を基準とすると、最大でおおよそ4割程度である。また、それらの時間変化はほとんどない。このように流下方向に C_D 値が変化するという知見は、これまでの多孔質体に作用する外力推定の際に用いられてきた巨視的モデルでは、考慮されておらず、本研究で得られた有用な知見である。また、 C_{Lz} については常に0であり、球体を取り巻く流動が対称であることと対応している。 $Re=160$ になると、多孔質体内部の各位置における C_D 値はばらばらになっているが、各球体の配置と C_D の大小関係は Reynolds 数が変化してもほぼ同じである事が読み取れる。また、わずかではあるが時間変動を示しており、その変動の程度は最下流の球体に

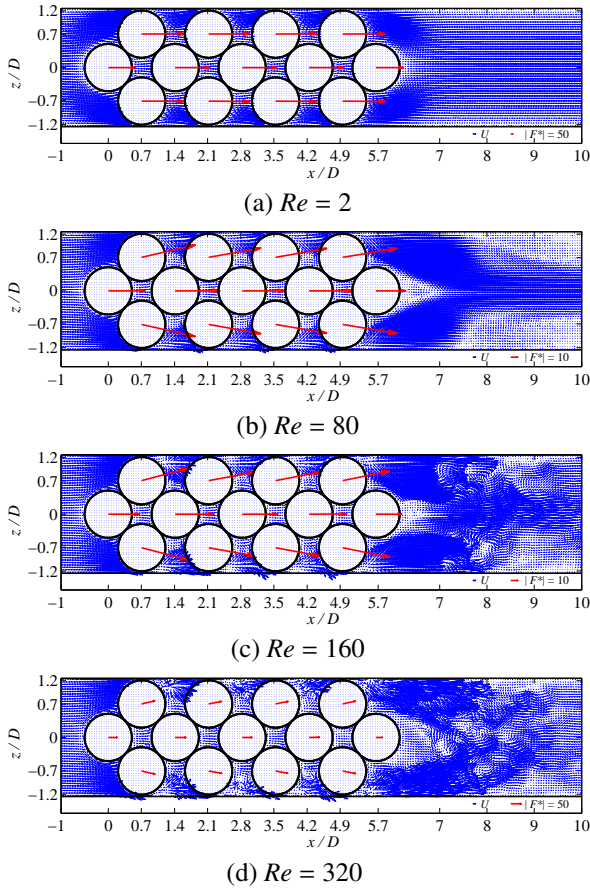


図-3 流速ベクトルと断面を横切る各球に作用する流体力ベクトル F^* の分布 ($y/D=0.0$, $Re=2, 80, 160, 320$)

において最も明瞭に現れている。一方、 C_{Lz} は正負に不規則に変動しており、その変動は流下とともに顕著に現れている。 C_D とともに、こうした流体力の変動は、多孔質体間隙部においても非定常な渦流が存在する事を示しており、そうした流れの非定常性は下流方向より発達し始める事を意味する。さらに Re 数の大きな $Re=320$ の場合には、 C_D および C_{Lz} の変動はより顕著になる。ただし、その振幅は各球の時間平均した C_D 値を基準とした場合には最大でも 1 割程度である。

3.2.2 多孔質流れの計算結果の妥当性検証

延長 ℓ の多孔質体内を流体が流下する際の圧力降下量 ΔP は、Ergun[1] によって経験的に以下のように定式化されている。

$$\frac{\Delta P}{\ell} = 150 \frac{(1-\epsilon)^2 \mu U}{\epsilon^3 D_p^2} + 1.75 \frac{(1-\epsilon) \rho U^2}{\epsilon^3 D_p} \quad (15)$$

ここに D_p は等価直径である。本計算条件では $D_p=13\text{mm}$ であり、これを式 (15) に代入する事で経験的な解としての圧力降下量 ΔP が求められる。この経験解としての ΔP と、計算結果として得られる ΔP を

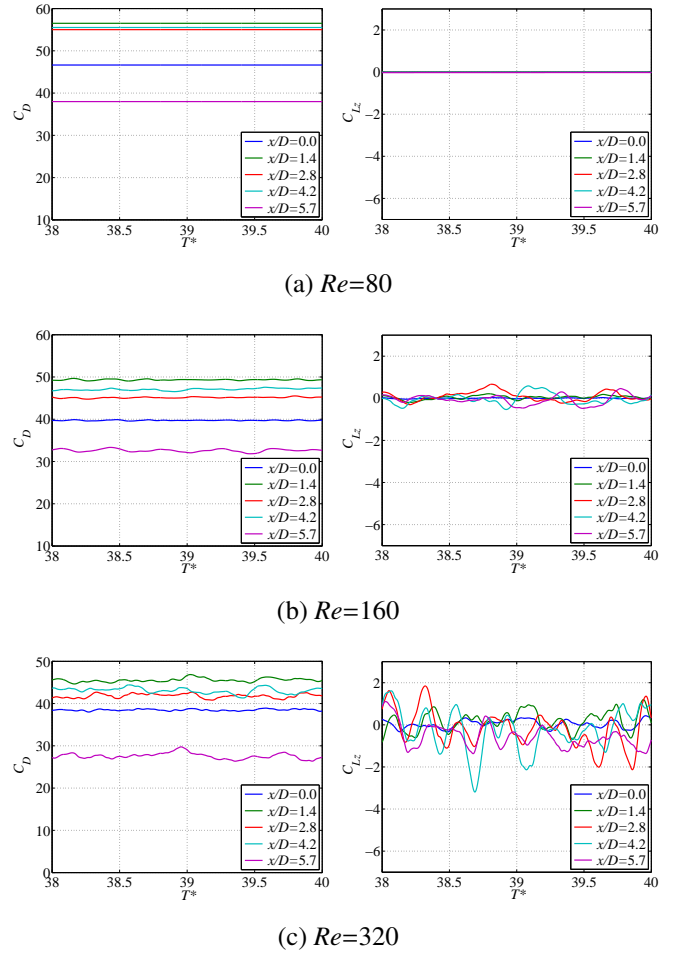


図-4 $(y/D, z/D)=(0.0, 0.0)$ に位置する 5 つの球に作用する無次元流体力の時系列分布

以下の式で表される無次元量 C_f で比較する。

$$C_f = \frac{\Delta P D_p}{\ell \rho U^2} \frac{\epsilon^3}{(1-\epsilon)} \quad (16)$$

図-5 は、 C_f と $Re_p/(1-\epsilon)$ の関係を示したものである。ここに、 $Re_p (= UD_p/\nu)$ は等価直径に基づく Reynolds 数であり、本計算では $Re_p/(1-\epsilon) = 2 \sim 1000$ の範囲で計算が行われた。本数値モデルによる結果は、 $Re_p/(1-\epsilon)=200$ よりも大きな比較的高い Reynolds 数において、やや C_f 値が大きく見積もられるものの式 (15) と概ね一致しており、多孔質体流れが層流状態において成り立つ Blake-Kozeny の式 [6] から、乱流状態で成り立つ Burke-Plummer の式 [7] への遷移過程が良好に再現されている。また、図-6 は、 $Re=10$ および 640 の場合の無次元圧力量 $P^* (= P/(1/2)\rho U^2)$ の $y-z$ 断面平均 $\langle P^* \rangle_{yz}$ の流下方向分布を示している。このような多孔質体横断面での平均量を水理実験において計測する事は事実上、不可能である。内部の流れが定常である $Re=10$ 、流れが非定常となる $Re=640$ のどちらにおいても、流体が多孔質体内部に流入すると同時に線形的に $\langle P^* \rangle_{yz}$ が減少していく事が分かる。このような多孔質体内部の線形的な圧力の降下は、多孔質体内の圧力損失を 1 次

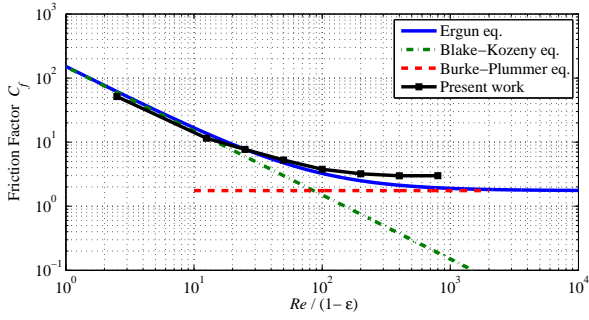


図-5 $Re/(1-\epsilon)$ と摩擦係数 C_f の関係

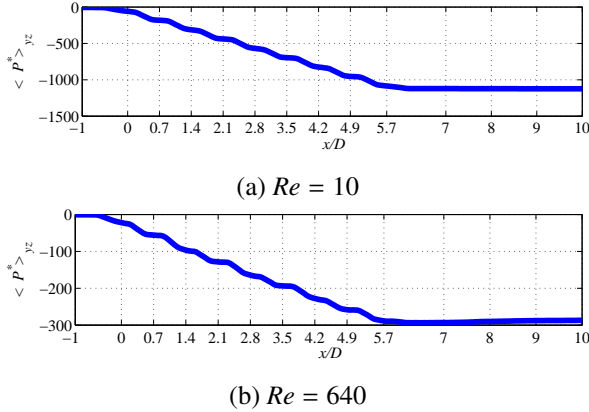


図-6 断面平均した無次元圧力値 $\langle P^* \rangle_{yz}$ の流下方向分布

式で予測する従来の巨視的経験則の妥当性を示していると言える。

3.2.3 多孔質体周辺の速度勾配項（乱流諸量）の分布

最後に、将来的な乱流モデルの導入に関する本モデルの有用性について言及する。

多孔質体流れでは、比較的低 Reynolds 数で流れが乱流に遷移する事が知られているが、空隙内の複雑な空間構造故に、その流動予測は容易ではない。しかし近年、中條ら [8] は、実験によって、Liu ら [9] が提案する以下の非線形乱流モデルの多孔質体流れへの適用を断面 2 次元計測の結果を用いて検討しており、その結果、非線形モデルは、従来の線形渦粘性近似と比較して、モデル化すべき Reynolds 応力 R_{ij} を精度よく予測できる事を示している。

$$R_{xz} = C_n \frac{\lambda^2}{2} \{ \gamma_{xz}(\epsilon_x + \epsilon_z) - \omega_{xz}(\epsilon_x - \epsilon_z) + \frac{1}{2}(\gamma_{xy} - \omega_{xy})(\gamma_{yz} + \omega_{yz}) \} \quad (17)$$

上式は Reynolds 応力の xz 面成分 R_{xz} を示している。 C_n はモデル定数、 λ_s は乱流長さスケール、 $\gamma_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$ は剪断速度、 $\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$ は回転速度、

$\epsilon_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_i}$ は伸縮速度を表している。上式から分かるように、非線形乱流モデルによる Reynolds 応力項のモデル化には、 $\omega_{ij}, \gamma_{ij}, \epsilon_i$ それぞれの速度勾配項の分布予測が必須である。画像計測などによって 2 次元的にこれらの分布を観測する事は可能であるが、式 (17) で必要とされる流速情報は 3 次元的なものであり、何かしらの近似が必要となる。一方、本モデルのような数値計算的手法を用いることで、3 次元的に高解像度に速度勾配項の分布を計算する事が可能である。現段階で本モデルには乱流モデルを導入していないものの、将来的に式 (17) のような非線形乱流モデルを導入した際には、近似を必要としない乱流計算が可能となる。

図-7 は、一例として、流れに非定常性が観察された $Re=320$ の時の断面 $y/D=0.0$ における各速度勾配項 (D, U で無次元化) の瞬時分布を示したものである。ここに、 Γ_{xz}^* は式 (17) 右辺の $\{ \gamma_{xz}(\epsilon_x + \epsilon_z) - \omega_{xz}(\epsilon_x - \epsilon_z) + \frac{1}{2}(\gamma_{xy} - \omega_{xy})(\gamma_{yz} + \omega_{yz}) \}$ を D, U で無次元化したものとする。同図から、多孔質体空隙および後流域において複雑な速度勾配項の分布が算定されているのが分かる。 γ_{xz}^* と ω_{xz}^* の正負の分布は類似しており、概ね $\gamma_{xz}^* = \omega_{xz}^*$ と見なせる地点も多く、このような傾向は多孔質体流れに関する画像解析結果 [8] と定性的な一致が見られる。さらに式 (17) を用いて計算された Γ_{xz}^* は多孔質体空隙部や後流域において幅広く確認され、その分布は、速度分布の空間平均操作によって得られる中條ら [8] の R_{xz} の計測値と概ね似た形状を有している事を確認した。本モデルでは乱流計算を行っていないが、 $Re=320$ 程度の流れでは多孔質体周りの Reynolds 応力の分布を非線形乱流モデルを使用する事で定性的に推測可能である事が示唆された。また、図-8 は、図-7 と同時刻の異なる断面 $z/D=0.0$ における $\gamma_{xy}^*, \omega_{xy}^*$ の分布を示したものである。画像解析を用いて同時刻に複数の断面計測を行う事は極めて困難であるが、本モデルを使用する事で容易に計算可能である。図-7 と図-8 を比較すると、 ω^* は値が正負逆になっているものの、分布形状は $y/D=0.0$ と $z/D=0.0$ の断面でほとんど差異はない事が分かった。

4 結論

簡便な直交格子法の一つである Immersed Boundary 法を用いた 3 次元数値モデルを構築し、実験ではその流動・流体力特性を把握する事が困難な多孔質体通過流れの数値計算を行った。多孔質体通過前後の圧力低下量と Reynolds 数の関係を既往の知見と比較したところ、両者はほぼ一致しており計算結果の妥当性を示した。多孔質体を構成する球体に作用する流体力は一樣ではなく、全ての球の抗力係数の平均値を基準とすると、配置位置によって抗力係数、揚力係数は最大で 4 割程度変動する事が明らかになった。また、その変動は

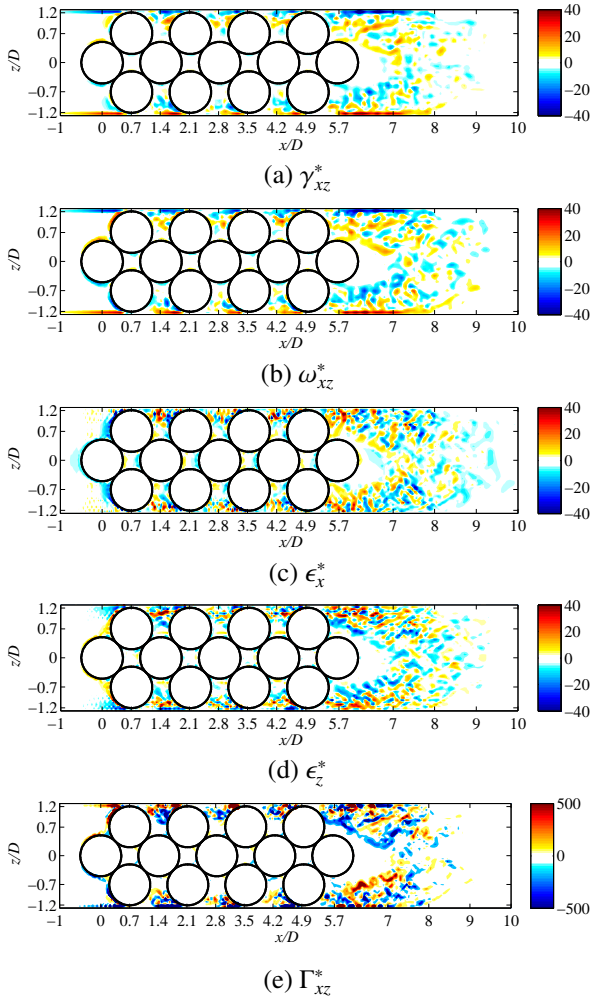


図-7 無次元速度勾配 $\gamma_{xz}^*, \omega_{xz}^*, \epsilon_x^*, \epsilon_z^*, \Gamma_{xz}^*$ の瞬時分布 ($Re=320, y/D=0.0$)

Reynolds 数が増加するにつれて顕著となり、Reynolds 数 160 以上では時間変動する事が示された。このように流下方向に、あるいは時系列的に流体力が変化するという知見は、これまでの多孔質体に作用する外力推定の際に用いられてきた巨視的モデルでは考慮されておらず、本研究で得られた有用な知見である。また、こうした流体力の変動は、多孔質体間隙部においても非定常な渦流が存在する事を示しており、そうした流れの非定常性は下流方向より発達し始めることを示した。

参考文献

[1] Ergun, S. (1952): Fluid flow through packed columns, *Chemical Engineering Progress*, Vol. 48, pp. 89–94.
 [2] Booij, R., Uijtewaal, W. S. J., Os, van P., Fontijn, H. L. and Battjes, J. A. (1998): The influence of pressure fluctuations on the flow between armour elements, *Coastal Engineering*, pp. 1898–1905.

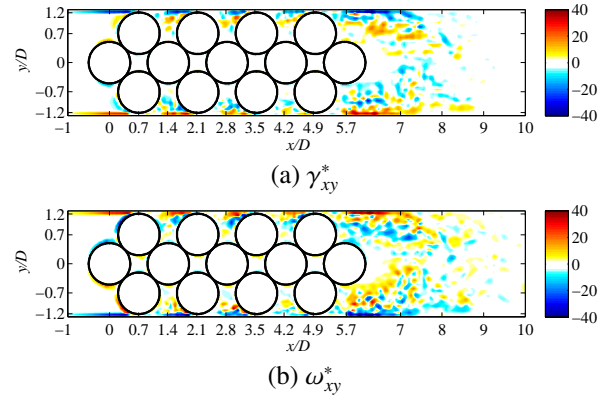


図-8 $\gamma_{xy}^*, \omega_{xy}^*$ の瞬時分布 ($Re=320, z/D=0.0$)

[3] Campregher, R., Militzer, J., Mansur, S. S. and Silveira Neto, da A. (2009): Computations of the flow past a still sphere at moderate Reynolds numbers using an immersed boundary method, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Vol. 31, pp. 344–352.
 [4] Lee, K. H. and Mizutani, N. (2009): A numerical wave tank using direct-forcing immersed boundary method and its application to wave force on a horizontal cylinder, *Coastal Engineering Journal*, Vol. 51, pp. 27–48.
 [5] Lima E Silva, A. L. F., Silveira-Neto, A. and Damasceno, J. J. R. (2003): Numerical simulation of two-dimensional flows over a circular cylinder using the immersed boundary method, *Journal of Computational Physics*, Vol. 189, pp. 351–370.
 [6] Blake, F. C. (1922): The resistance of packing to fluid flow, *Transitions of the American Institute of Chemical Engineers*, Vol. 14, pp. 415–422.
 [7] Burke, S. P. and Plummer, W. B. (1928): Gas flow through packed columns, *Industrial and engineering chemistry*, Vol. 20, pp. 1196–1200.
 [8] 中條壯大, 重松孝昌 (2010): 画像計測に基づく多孔質体通過流れの非線形乱流モデリングに関する基礎的研究, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 66, pp. 771–775.
 [9] Liu, S., Meneveau, C. and Katz, J. (1994): On the properties of similarity subgrid-scale models as deduced from measurements in turbulent jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 275, pp. 83–119.

討 議 等

◆討議 [谷池義人教授]

多孔質体後流域に形成される流動や渦の周期性については調べているか。

◆回答：特に調べていない。ただし、多孔質体後流域で形成される流動の運動周期は、本計算結果によって示された多孔質体最下流の球に作用する流体力時系列変動と大きな相関関係があることが予想される。

◆討議 [谷池義人教授]

多孔質体通過に伴って流体の断面平均圧力値は低下している。多孔質体を通過後、流体が管路内をさらに流下する事で圧力は回復するものなのか。

◆回答：流体は多孔質体間隙を通過するに従って粘性や渦の影響により、そのエネルギーを失う。よって、エネルギーの供給が為されない閉領域の管路内では、さらに流体が流下したとしても圧力は回復しないものと考えられる。

◆討議 [西岡真稔教授]

Reynolds 数が比較的大きいとき、多孔質体通過に伴う圧力損失量の計算値が既往の巨視的経験則による推定値より、やや大きく見積もられてしまうのはなぜか。

◆回答：圧力低下量に関する巨視的経験則である Ergun 式は、本来、充填層通過流れに対して適用されるものである。本研究では、直径 20mm の球を複数個用いて多孔質体を模したが、その間隙スケールは充填層と比較して大きい。そのため、本計算条件では、間隙部において乱れが生成されやすく、多孔質体通過前後で、巨視的経験則によって推定される圧力損失よりも大きな値となってしまった可能性が考えられる。

◆討議 [重松孝昌教授]

乱流モデルを導入する事で計算結果は既往の圧力低下量に関する巨視的経験式と一致するようになるのか。

◆回答：検討していないので分からない。ただし、 $Re=320$ 程度で、非常に微小な渦構造が多孔質体間隙部および後流域において形成される事が本計算結果により明らかにされていることから、さらなる高 Reynolds 数帯では、乱流モデルを導入しなければ、精度の良い計算は行えないと言える。