

固気混相乱流の LES における粒子運動に対する気体 SGS 成分の影響

Effect of Fluid SGS on Particle Motion in LES of Particle-Laden Turbulent Flow

雷 康 斌*・谷 口 伸 行**・小 林 敏 雄***

Kangbin LEI, Nobuyuki TANIGUCHI and Toshio KOBAYASHI

1. 緒 言

近年 CFD の分野で固気混相流の数値解析研究が進みつつある。特に連続相の解析に非定常、高 Reynolds 数の乱流場に対する最も有力な Large Eddy Simulation を用いて、分散相の解析に個々粒子の動きを決定する Lagrangian Method を用いる手法が脚光を浴びている。ここで LES 数値解析においては乱流場を直接数値解析する GS (グリッドスケール) 成分とそれより小さい SGS (サブグリッドスケール) 成分に分け、後者の寄与を何らかの SGS モデルで表す。ところが、Lagrangian Method を用いて個々粒子を追跡する場合、気体相の流れ場は直接には GS 成分しか与えられていないため、気体相でモデル化されている SGS 成分からの影響を如何に固体粒子の運動へ与えるかという問題が生じる。この問題に対して Wang & Squires ら¹⁾ は慣性の小さい粒子に対する SGS 変動速度の影響を SGS エネルギーの輸送方程式を用いて見積もっているが、その輸送方程式及びエネルギーの変動速度への変換においていくつかのモデル係数を必要とするので、モデルの普遍性に欠ける。杉山ら²⁾ は乱流 SGS 成分による粒子運動への影響を Langevin Model を用いて考察したが、Markov 性を仮定した Langevin Model が SGS 成分の流体運動を拡散的であると見なして粒子運動に対する選択的な影響を表現していない場合は、その計算条件での SGS 成分からの粒子乱流統計量の影響が殆どないことを示している。また、山本ら³⁾ は一定のシミュレーション時間後の乱流拡散特性長さスケールで無次元した高解像度場における粒子位置の偏差によって SGS 成分の粒子拡散を考察し、粒子位置の偏差が特性長さの 0.3% となる時を粒子運動に影響を与える最小スケールとした上、eddy life time concept を用いてその最小スケールと粒子の緩和時間

との見積もり関係式を与えた。しかし、その SGS 成分に関わる最小スケールが、実際のシミュレーション時間と粒子位置の偏差の閾値に依存している他、乱流 SGS 成分から粒子の統計量への影響は考察されていなかった。

本研究では Random Walk Method⁴⁾ に従って、局所的な渦スケール強さを表現し得る Dynamic SGS モデル⁵⁾ を用いて、レイノルズ数 644 の十分発達した垂直チャンネル乱流場に混入した 5 桁緩和時間 0.13, 1.6, 27, 300, 2050 の固体粒子の SGS 成分による影響を考察することによって、もっと広い範囲の計算条件での乱流の SGS 成分から粒子運動統計量への影響を明らかにすることを目的とする。ここでは気体運動速度の SGS 成分からの影響だけに注目するため、固体粒子から気体相への寄与を無視した One Way Coupling Dynamic LES によってチャンネル乱流において計算を行った。

2. Dynamic Random Walk による粒子運動の計算

本研究では固体粒子スケールが乱流の最小長さスケールより小さく、かつ気体と固体粒子の密度比が非常に小さい場合を扱う、その時粒子に働く外力については付加慣性力、浮力、Basset 履歴力、Staffman 揚力、Magnus 力などが無視でき、Stokes の抗力と重力のみ⁶⁾ を考えて粒子の運動方程式を無次元化して次式で与えられる。

$$\frac{dx_{pi}}{dt} = v_i \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{dv_i}{dt} = -\frac{f(v_i - u_i)}{\tau_p} + g_i \delta_{li} \dots\dots\dots (2)$$

ここで粒子の運動を考察する時、粒子運動方程式中の気体速度成分は、 \bar{u} , \bar{u}_i の GS 成分だけではなく、気体の速度 SGS 成分 u' , u'_i を加え、 $u = \bar{u} + u'$, $u_i = \bar{u}_i + u'_i$ とすべきである。問題になるのは、LES 計算における SGS 成分 u' , u'_i を如何に表すかにある。本研究では流体局所 SGS 成分の特性から、 u' , u'_i は、等方的に平均 0, 標準偏差 $\sqrt{2/3k_s}$ の正規分布に従う乱数発生によって与える手法いわゆる

* 東京大学生産技術研究所 人間・社会大部門
** 東京大学情報基盤センター
*** 東京大学生産技術研究所 情報・システム大部門

Random Walk Method⁴⁾を採用した。SGS 成分の運動エネルギー k_s には、次元解析⁵⁾から、以下の式を用いた。

$$k_s = \frac{C_v \Delta^2}{C_\epsilon} |\bar{S}|^2 \dots\dots\dots (3)$$

$$\Delta = (h_x h_y h_z)^{1/3} \quad |\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2} \quad \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \dots\dots (4)$$

本研究において C_{vt}/C_ϵ は次元解析長さスケールに関係する係数として、SGS 成分乱れの局所性を反映する肝要なパラメータである。Dynamic Smagorinsky モデルに対して次元解析係数 C_{vt}/C_ϵ が式(5)により Smagorinsky 定数 C_s から与えられる⁵⁾。

$$C_{vt} / C_\epsilon = C_s^{4/3} \dots\dots\dots (5)$$

SGS 成分の流れ場高周波の相似性を利用する Dynamic Procedure^{6), 7)}によって局所的に定められる Dynamic モデル係数 C_s によって C_{vt}/C_ϵ も求められる。

乱流 SGS 成分の統計分布は等方的で正規分布に従うと近似できるので、本研究では、乱流の SGS 成分を正規乱数を発生させることによって、粒子の運動方程式に代入する。正規乱数の発生には、Box and Muller 法を用いた。つまり、2個の一樣乱数 x_i, x_{i+1} を発生し、次の式により変数変換を行って2個の正規乱数を発生する。

$$y_i = \sigma \sqrt{-2\log(x_i)} \cos(2\pi x_{i+1}) + \mu \dots\dots\dots (6)$$

$$y_{i+1} = \sigma \sqrt{-2\log(x_i)} \sin(2\pi x_{i+1}) + \mu \dots\dots\dots (7)$$

ここに $\sigma (= \sqrt{2/3k_s})$ と $\mu (=0)$ は、それぞれ正規分布の偏差と平均である。これにより一樣乱数 x_1, x_2, x_3, \dots から、これ同数の正規乱数 y_1, y_2, y_3, \dots が得られる。

3. 計算条件

解析対象は Kulick ら⁹⁾の実験に参照して垂直下向きチャンネル内の流れ場とし、解析領域の大きさは主流方向×壁方向×スパン方向を $\pi\delta \times 2\delta \times \pi/2\delta$ とした。この領域の大きさは、当該レイノルズ数に対する Minimal Flow Unit¹⁰⁾の主流方向におよそ5倍、スパン方向におよそ10倍、体積ではおよそ50倍相当にあたる。格子点数は x, y, z 方向に対して $32 \times 64 \times 32$ とし、格子幅は Wall unit に対してそれぞれ $\Delta x^+ = 63 \quad \Delta z^+ = 32 \quad \Delta y^+ = 2 \sim 72$ である。この解像度は各方向当該レイノルズ数 DNS¹¹⁾ 解像度のおよそ10倍のオーダーである。レイノルズ数は実験と同様に壁面摩擦速度 u_τ とチャンネル半幅 δ で定義して $Re = 644$ とした。Dynamic SGS Model における Filter パラメータ $\alpha^2 = 4, \gamma^2 = (\tilde{\Delta}/h)^2 = 3$ 、時間進行刻みは $\Delta t = 4.082 \times 10^{-5}$ [sec] (無次元時間 $\Delta t = 0.001$) である。計算5ケースの粒子の直径と緩和時間を壁面摩擦速度 u_τ

Table 1 Particle calculation parameters

Case	2 μm Lycopod.	7 μm Lycopod.	28 μm Lycopod.	50 μm Glass	70 μm Copper
d_p^*	0.0001	0.00035	0.0014	0.0025	0.0035
τ_p^*	0.0002	0.0025	0.042	0.4655	3.185
τ_p^+	0.13	1.6	27	300	2050

とチャンネル半幅 δ で無次元化して表1に示す通りである。

計算の境界条件として主流方向とスパン方向には流体と粒子両方とも周期境界条件で、壁方向には粒子が弾性衝突とする。壁は滑らかであり、粒子の中心が壁より一半径の距離にある時に衝突とみなす。流体は No Slip 条件とした。初期条件として流体速度場は発達した乱流場で、粒子は65536個で均一分布とし体積数密度は $6640/\delta^3$ である。粒子の初期速度は各粒子の重心位置での流体瞬時速度と等しく与えた。統計量の算出について速度場は壁に平行な Homogeneous 方向と時間について平均をとる。粒子は壁面間をメッシュ幅毎に層状の検査領域を設定し、各層内に位置する粒子についてアンサンブル平均を取って算出した。計算開始から $20\delta/u_\tau$ の時間が進み、初期条件の影響がなくなった後に $10\delta/u_\tau$ 時間分のデータより統計量を取る。

4. 計算結果および考察

4.1 粒子の平均速度分布

計算5ケースについての粒子の主流方向平均速度分布を図1示す。粒子の主流方向平均速度に対して、One way coupling による LES 計算結果は、DNS¹²⁾ の計算結果と同じように、緩和時間が大きな Copper 粒子は、チャンネル全領域をわたって流体速度より大きく、特に壁近傍で急激に増大する。Copper 粒子より緩和時間が小さな Glass 粒子の平均速度は、壁近傍と中心部分では流体を越えるが、緩和層において流体より減速する。さらに緩和時間の小さい Lycopodium 粒子は緩和層で粒子速度は流体速度と比べて遅いが、壁近傍と中央部分では流体に追従する。また緩和時間のもっと小さい (0.13, 1.6) Lycopodium 粒子はチャンネル全領域をわたって流体速度に良く一致する。SGS 成分の影響については、主流方向平均速度に対して従来¹⁾の予想と逆であり、緩和時間の小さい (0.13, 1.6, 27) Lycopodium 粒子があまり変化を受けないのに対して、緩和時間の大きい (300, 2050) Glass, Copper 粒子ほど壁近傍での主流方向平均速度が SGS 成分の影響により大きくなる。特に Copper 粒子の壁近くでの主流方向平均速度増幅のピーク値はおよそ40%と最も大きくなる。

4.2 粒子の平均乱れ強度分布

主流方向の乱れ強度、壁方向の乱れ強度とスパン方向の乱

研 究 速 報

れ強度を、図2, 図3, 図4にそれぞれ示す。粒子の主流方向乱れ強度分布について、緩和時間の大きいGlass, Copper粒子の主流方向乱れ強度は緩和層において流体より若干小さく、チャンネル中央と壁付近では流体より大きい。また緩和時間の小さいLycopodium粒子3ケースの主流方向の乱れ強度は、チャンネルの全領域にわたって流体より少し小さくても流体乱れ強度とほぼ一致する。これは低いレイノルズ数180の計算結果と異なる¹³⁾。SGS成分の影響については、主流方向平均速度での傾向とも異なり、緩和時間の小さい0.13, 1.6の粒子に対してほとんど影響がなく、緩和時間27のLycopodium粒子はSGS成分による影響は壁近傍で若干増大し、また緩和時間の大きいCopper (2050) 粒子に与える影響も壁近傍で逆に少し減少する。壁近傍での主流方向乱れ強度のSGS成分による影響は緩和時間300のGlass粒子の場合が一番大きくてピーク値で50%の増幅が見られる。

粒子の壁方向乱れ強度分布について、すべてのケースで粒子の壁方向の乱れ強度は、チャンネルの全領域にわたって流体より小さい。SGS成分の影響については、主流方向平均速度及び乱れ強度との傾向とも異なり、緩和時間の大きいGlass, Copper, 28 μm Lycopodium粒子の壁方向乱れ強度はSGS成分による影響はほとんど無いのに対して、緩和時間の小さい2 μm , 7 μm Lycopodium粒子のSGS成分による壁方向乱れ強度への影響はチャンネルの全領域にわたって緩和時間の減少に伴い大きくなり、ほぼ流体の乱れ強度と一致する。また、壁付近での乱れ強度の極端な増大に対して等方的に平均0, 標準偏差 $\sqrt{2/3k_i}$ のRandom Walk Methodに起因する数値誤差と考えられる。つまり、局所低いレイノルズ数の壁付近においての流体SGS成分が非等方性を持ち、一般的に $u' \gg w' \gg v'$ である。DNS, LES数値解析する時、格子のアスペクト比の非等方性によって取り扱われるが、Random Walk Methodは等方的に $u' = w' = v'$ として $u_i = \bar{u}_i + u'_i$ に加えてしまう。相対誤差を見ると壁方向の乱れ強度に与える誤差が最も大きい。

粒子のspan方向乱れ強度分布のSGS成分による影響は図4に示すように壁方向と同じ傾向であることが分かる。

4.3 粒子の平均数密度分布

粒子の数密度分布を図5に示すように、緩和時間の大きいGlass, Copper, 28 μm Lycopodium粒子が壁へ寄り集積し、粒子の数密度ピーク値は壁面にあることが分かる。特に粒子の緩和時間27の28 μm Lycopodium粒子が、最高の集積現象のあることが分かる。これはレイノルズ数180での計算結果と違うことを注意されたい¹³⁾。またチャンネル中央付近でも粒子の数密度も高くなる。この現象について、粒子が乱れの小さい所に集積すると見られる。粒子の緩和時間に対して、流れのKolmogorov timeスケールと同じオーダーである時に、

流れの乱れ構造を反映する preferential concentration として理解される¹⁴⁾。しかし、緩和時間の小さい7 μm Lycopodium粒子に対して平均数密度分布がチャンネル全領域に亘って均一であり、緩和時間のもっと小さい2 μm Lycopodium粒子はむしろ壁付近で数密度が低くなり逆傾向になることが分かった。これは可視化実験をする時の緩和時間の極小さなトレース粒子が壁に寄り難い現象と関連すると考えられる。SGS成分の影響については、壁付近において緩和時間の大きいGlass, Copper, 28 μm Lycopodium粒子の数密度が低くなり、逆に緩和時間の小さい2 μm , 7 μm Lycopodium粒子数密度は高くなる。粒子の主流方向乱れ強度と同様に、Glass粒子のSGS成分による影響が最も大きいことが見られる。

以上の計算結果から分かるように、Random Walk Modelを用いて乱流のSGS成分を考慮した計算結果は、異なる粒子の異なる統計量に対して、選択的な複雑影響を与えることが分かった。これは既に¹⁵⁾指摘されたように粒子の運動はエネルギーを保有する大規模渦だけではなく、Kolmogorovの長さスケールに近いより小さな渦にも影響を受け、粒子の運動が周囲流体の渦構造の長さスケールに強く依存することを表す。また、異なる粒子の異なる乱流統計量に対して異なる長さスケール特性を有するため、LES数値解析で解像できていないSGSの構造が粒子運動に対して無視できないことが分かった。

一般的に、慣性粒子自身は高周波数のSGS成分に対して、一種のfilter機能¹⁾を持っている。これが粒子の緩和時間、或いはストークス数の増大に伴って増加する。固気混相乱流における粒子運動に対する乱流渦の影響は、渦のスケールが小さくなるにしたがって小さくなる。従って、慣性の比較的大きな粒子の場合には、SGS渦の粒子運動への影響は無視できると考えられてきた。しかし、本研究での計算結果からこの結論は一概には言えないことが分かった。つまり、粒子統計量に与えるSGS成分の影響は粒子の緩和時間だけではなく、異なるスケールの粒子統計量にも密接していることが分かる。

5. 結 論

本研究では、垂直下向きチャンネル乱流における緩和時間の0.13, 1.6, 27, 300, 2050の5種類固体粒子の運動をDynamic Random Walk SGS Modelを用いたLES数値解析を行い、固気混相乱流のLES解析における乱流のSGS成分から固体粒子運動への影響について調べた。その結果、以下のような結論を得た。

(1) 粒子の運動はエネルギーを保有する大規模渦だけではなく、Kolmogorovの長さスケールに近い小さな渦にも影響を受け、粒子の運動が周囲流体の渦構造の長さスケール

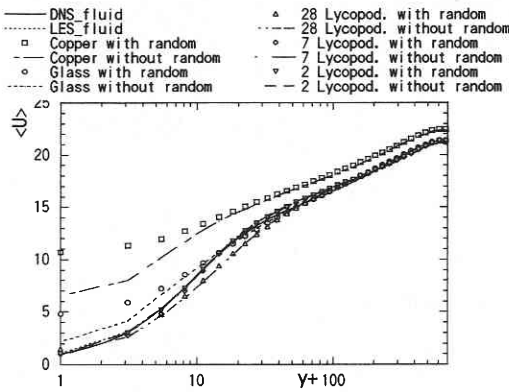


Fig. 1 Profile of streamwise mean velocity

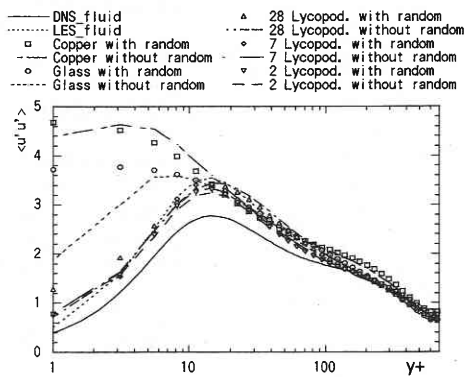


Fig. 2 Profile of streamwise fluctuation velocity

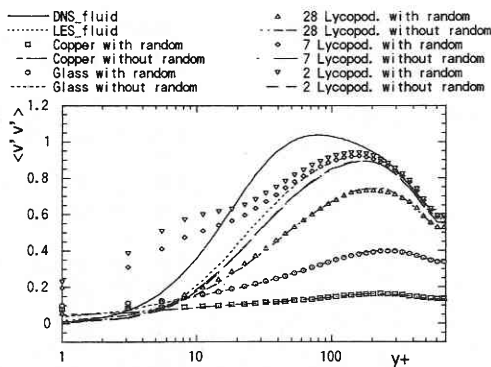


Fig. 3 Profile of wall-normal fluctuation velocity

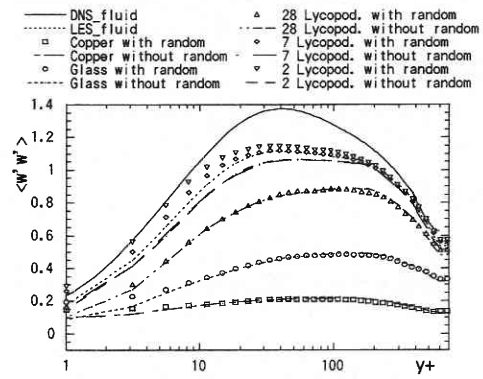


Fig. 4 Profile of spanwise fluctuation velocity

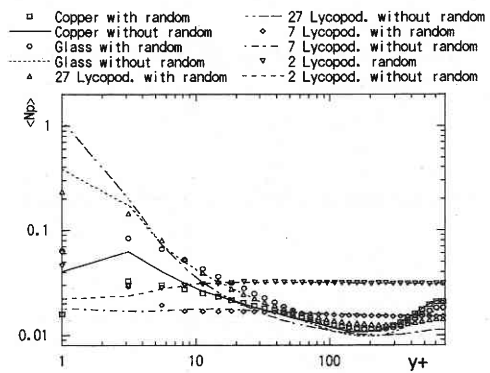


Fig. 5 Distribution of particle number density

参 考 文 献

- 1) Wang, Q., Squires, K.D., Phys. Fluids, 8 (5), (1996), 1207-1223.
- 2) 杉山・高木・松本, 機論, 66-641 B (2000), 103-112.
- 3) 山本・田中・辻, 機論, 65-630 B, (1999), 80-86.
- 4) Kallio, G.A., & Reeks, M.W., Int. J. Multiphase Flow 15, 1989, 433-446.
- 5) 小林・谷口・戴, 乱流解析, 東京大学出版会, (1995).
- 6) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W.H., Phys. Fluids, A 3, (1991), 1760-1765.
- 7) Lilly, D. K., Phys. Fluids, A 4, 1992, 633.
- 8) Stock, D.E., Proc. 2nd International Conf. On Multiphase Flow, 1995, PL 2.1-13.
- 9) Kulick, J.D., Fessler, J.R., Eaton, J.K., J. Fluid Mech., 277, (1994), 109-134.
- 10) Jimenez, J., Moin, P., J. Fluid Mech., 225, (1991), 213.
- 11) Moser, R.D., Kim, J., Mansour, N.N., Phys. Fluids, Vol. 11, (1999), 943-945.
- 12) Rouson, D.W.I., Eaton, J.K., ASME/FED Numerical Methods in Multiphase Flows, (1994), 47-56.
- 13) 雷・谷口・小林, 生産研究, 51-1, (1999), 49-52.
- 14) Squires, K.D., Eaton, J.K., Phys. Fluids, A 2 (7), (1990).
- 15) Wang, L.P., & Maxey, M. R., J. Fluid mech., 256 (1993), 27-68.

に強く依存し、固気混相乱流 LES 解析における粒子運動の SGS 成分による影響は無視できない。

(2) 乱流 SGS 成分は、異なる粒子の異なる統計量に対して、選択的な複雑影響を与えることが分かる。

(3) 等方的な乱れ分布を再現する Random Walk Model を用いた乱流 SGS 成分のモデリングは、局所な非等方的 SGS 成分乱れ分布に対して局限性があるため、それを改善する必要がある。

(2000年8月21日受理)