

Large Eddy Simulationによる平行平板固気混相乱流 の数値解析

横峯, 健彦
九州大学大学院総合理工学研究科先端エネルギー工学専攻

辻, 拓也
住友重機 (株)

清水, 昭比古
九州大学大学院総合理工学研究科先端エネルギー工学専攻

<https://doi.org/10.15017/16595>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 22 (2), pp.203-208, 2000-09. 九州大学大学院総合理工学
府
バージョン :
権利関係 :

Large Eddy Simulation による平行平板 固気混相乱流の数値解析

横 峯 健 彦*・辻 拓 也**・清 水 昭比古*

(平成12年5月30日 受理)

Numerical Simulation of Turbulent Gas-Solid Suspension Flow by Large Eddy Simulation

Takehiko YOKOMINE, Takuya TSUJI and Akihiko SHIMIZU

A particle-laden channel flow has been simulated by a large eddy simulation, which is expected to have a substitutability for DNS in order to make $k-\epsilon$ model for suspension flow minute. The numerical results for the fluid turbulence modulation due to particles are strongly depends on how exact the particle motion is described, especially particle/wall interaction and interparticle collision. In addition to that, it is necessary to modify the sub-grid scale (SGS) turbulence model to take the interaction between particle and small scale turbulence into account. The effort of modification of SGS scale model, however, might cause the same difficulties as the suspension $k-\epsilon$ model development. This paper proposes LES model for the gas-solid suspension flow by using Localized Dynamic k_{SGS} Equation Model, which can determine model constants dynamically and has possibility of considering back-scatter energy transfer including particulate medium. The proposed model is applied to prediction of a channel flow experiment by Kulick et al.

1. はじめに

数値流体力学の進歩は、混相流の現象解析に大きな影響を与えている。単相流の延長上に混相流の数値シミュレーションを進展させることは自然であり、ここ数年報告が急増しているが、計算による予測はまだ信頼できる段階に達していない。一方、実験研究に関しても、その計測技術および再現性の困難さから、実験室で得られた結果でさえ信用されず、実装置での試験データだけがよりどころにされることが工業の場ではしばしばある。それだけに実験に替わるような信頼できる予測計算法が確立されれば、その価値は計り知れない。固気系混相乱流に対象を限定すると、分散する粒子周りに適当な境界を配し、流体の支配方程式である Navier-Stokes を解けば、粒子-乱流渦相互作用を正確に考慮したシミュレーションは行なえるはずである。また得られた力を粒子周りで積分すれば、粒子の挙動についても正確に捕らえることが出来るはずである。これは一切のモデルを導入しないことから直接計算 (DNS) と呼ばれる。理想化された一様等方性乱流などに限れば、この方法での計算も可能である。梶島は一様等方性乱流において、60個の粒子について計算している¹⁾。しかし、実際の流れ場が一様等方性乱流

として取り扱えることはまずなく、また60個たらずの粒子を計算するにも大型の並列計算機が必要となり、現段階あるいは近い将来では DNS はエンジニアリングツールにはなり得ないであろう。現時点での DNS の存在意義は、物理的な構造解明の為のツール、また計算モデル開発の際の比較対象となることである。

結局、固気混相流をシミュレートするには、計算負荷を軽減させるためのモデルの導入が必要不可欠である。これまで多くの研究者によって固気混相流のモデリングは行なわれてきた。多くは気相についての乱流モデルを拡張し、粒子ソースタームを組み込む形で行なわれたのであるが、多くのモデルの中で精度、工業への応用性、経済性を期待できたのは $k-\epsilon$ 乱流モデルなどの Reynolds 平均 (Reynolds Averaging Numerical Simulation: RANS) を用いる乱流モデルへ Lagrange 型固相モデルを組み込んだものであった²⁾⁻⁵⁾。RANS による固気混相シミュレーションは少なからず結果を残しているのであるが、多くのモデル定数をチューニングする必要があり、汎用性が期待できるものではない。

DNS と RANS の橋渡し役の位置に Large Eddy Simulation (LES) がある。LES では乱流場を空間的に大スケール成分と、小スケール成分に分解する。流れ場の体系、境界条件により直接影響を受ける大スケール成分は直接計算し、一様性の期待ができる小ス

*先端エネルギー理工学専攻

**住友重機(株)

ケール成分にのみモデルを導入する。その考えは理にかなったものであり、モデル化によるところが RANS に比べ小さいので、これからの乱流シミュレーションの主流になると考えられている。LES の固気混相流への適用も多くの研究者によって行なわれている^{6)~9)}が筆者の知るところでは、いまだ乱流変動を正確に予測したモデルはない。

本研究では、LES の固気混相乱流への適用に際し特に小スケールに対する粒子—乱流相互作用モデルを提案し、これを実験結果と比較しその妥当性を検証した。

2. 基礎方程式

2.1 気相支配方程式

非圧縮性を仮定した単相流の連続の式と Navier Stokes 式にグリッドフィルタリングを施すと、

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} \quad (2)$$

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (3)$$

τ_{ij} はフィルタリング操作によって生じる SGS 余剰応力項である。これは直接計算できず、何らかのモデル化が必要である。ここでは固気混相 LES に適した SGS モデルの導入を行なう。

2.2 ダイナミック方程式モデル

粒子は大小さまざまなスケールの渦と相互作用する。混相 LES では GS 成分渦のみならず、SGS 成分渦との間においても相互作用がある。しかし、SGS 領域は解像できないため、SGS エネルギー輸送式を構築し、これに粒子ソースタームを組み込むことにより、粒子の SGS での影響を取り扱うことにした。局所平衡を仮定することなく、SGS 領域での運動エネルギー収支を用いるモデルに Horiuti により提案された一方程式モデル¹⁰⁾がある。SGS 余剰応力は Smagorinsky モデル同様次式の渦粘性仮定を用いた勾配拡散型で表される。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\nu_e \bar{S}_{ij} \quad (4)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

渦粘性係数 ν_e は SGS での運動エネルギー k_{SGS} による代表速度 $k_{SGS}^{1/2}$ と、SGS 代表スケール Δ により次元解析的に以下のようにモデル化できる。このモデル

は k_{SGS} 輸送式を導入するところから一方程式モデルと呼ばれる。

$$\nu_e = C_\nu k_{SGS}^{1/2} \Delta \quad (6)$$

C_ν はモデル定数、 Δ はフィルター代表幅である。さらに、 k_{SGS} の輸送式は、以下で書かれる。

$$k_{SGS} = \frac{1}{2} \tau_{kk} = \frac{1}{2} \left(\overline{u_k u_k} - \bar{u}_k \bar{u}_k \right) \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_{SGS}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{u}_j k_{SGS} \right) &= \underbrace{2C_\nu k_{SGS}^{1/2} \Delta \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}_{Production} \\ &+ \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_i) \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j} \right]}_{Diffusion} - \underbrace{C_* \frac{k_{SGS}^{3/2}}{\Delta}}_{Dissipation} \end{aligned} \quad (8)$$

(8) 式中の C_* はモデル定数である。

ここで、2つのモデル定数 C_ν と C_* を導出しなければならぬ。以前は、モデル定数を流れ体系に対して一様に定める必要があったが、Germano によって始められた Dynamic 手法¹¹⁾では、モデル定数の時空間依存性を考慮して、流れ場の瞬時、局所の既知量で表すことができる。この方法では通常のグリッドフィルタより少し粗い目のテストフィルタを導入し、グリッド、テストそれぞれのフィルタで生じる余剰応力間のスケール相似性により時空間依存量として決める。本研究では Dynamic 手法として、Kim ら Localized Dynamic k_{SGS} Equation モデル (LDKM)¹²⁾を用いた。後述する SGS 運動エネルギーを介しての粒子運動の影響の考慮だけでなく、Dynamic 化によって間接的にはあるが、モデル定数を通して粒子の影響を GS 成分へも組み込むことが期待できる。

2.3 粒子支配方程式

粒子の並進に関する Lagrange 型運動方程式は次式で記述される。

$$m_p \frac{du_{pi}}{dt} = f_i \quad (9)$$

粒子にかかる力 f_i については、粘性抗力、圧力勾配力、重力、Saffmann 揚力のみを考慮し、Virtual Mass 項、Basset 項は無視した。また、粒子運動は並進のみであるとし粒子の回転、粒子間の衝突は無視した。

(9) 式を計算するには、各粒子位置での流体の局所速度が必要となる。しかし、LES では GS 量については直接計算するものの、SGS 変動速度は得ることができない。Armenio et al.¹³⁾は DNS により、また Wang and Squires⁹⁾は統計的手法を用いて、何れも $\rho_p/\rho_f >$

100 と流体に比べ粒子の慣性が大きい場合ほとんど SGS 変動成分による影響を受けないことを示した。よって本研究での粒子 Lagrange 型運動方程式に現れる速度がすべて GS 成分で取り扱った。

2.4 固気相間での運動量交換

粒子は GS, SGS どちらの領域の渦とも相互作用を持つため, GS での影響は (2) 式のフィルタリングした Navier-Stokes 式へ, また SGS での影響は (8) 式の SGS 運動エネルギー保存式へ粒子ソース項を加えることによってモデル化した。

粒子は気相中に添加されることで気相による抗力などの影響を受け輸送され, 気相は個々の粒子が存在する位置でその粒子に働く力の反力を受ける。そこで個々の粒子による反力の体積平均を, その粒子が存在するコントロールボリュームに一樣に働く体積力として Navier-Stokes 式に組み込む。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho} \sum \langle f_i \rangle_v \quad (10)$$

これは局所での Navier-Stokes 式であるが, 付加されている粒子反力はこの時点で既に体積平均されている。(10) 式を Top Hat でフィルタリングすると次の形となる。

$$\frac{\bar{\partial} u_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\bar{\partial} u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\bar{\partial} p}{\partial x_i} + \nu \frac{\bar{\partial}^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\bar{\partial} \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \sum \langle \bar{f}_i \rangle_v \quad (11)$$

さらに, 単相流の場合と同様の方法で, 混相での SGS 運動エネルギー保存式を求める。すると, 単相の場合の k_{SGS} 輸送式 (8) に新たに次式の粒子と SGS 渦の運動量交換による粒子ソース項が付加されることになる。

$$SP_1 = -\frac{1}{\rho} \sum \overline{u_i \langle f_i \rangle}_v + \frac{1}{\rho} \sum \bar{u}_i \langle \bar{f}_i \rangle_v \quad (12)$$

これを, $\langle \phi \rangle_v = \bar{\phi}$ を仮定し整理すると,

$$SP_1 = -\sum \left(\overline{u_i f_i} - \overline{u' f_i} + \overline{u' f_i} + \overline{u' f_i} - \overline{u' f_i} \right) \quad (13)$$

となる。いま, f_i が以下の形で書かれるとする。

$$f_i = \frac{\rho_{dp}}{\tau_p} (u_i - u_{pi}) \quad (14)$$

ρ_{dp} は粒子の分散密度, τ_p は粒子緩和時間である。これを (13) 式に代入して, 再び書きなおすと,

$$SP_1 = -\frac{1}{\rho} \sum \frac{\rho_{dp}}{\tau_p} (\overline{u_i u_i} - \overline{u_i u_i} - \overline{u_i u_{pi}} + \overline{u_i u_{pi}}) \quad (15)$$

ここで (15) 式を, 横峯⁴⁾が k - ε 混相乱流モデルにおいて提唱した粒子ソース項のモデル化の手法を k_{SGS} にも導入して, 次のようにモデル化する。

$$SP_1 = -\frac{1}{\rho} \sum \frac{\rho_{dp}}{\tau_p} 2k_{SGS} \left\{ 1 - \exp(-C_{p1}\chi) \right\} \times \exp(-C_{p2}\varphi) \quad (16)$$

ここで C_{p1} , C_{p2} はモデル定数である。また, χ は粒子 Sokes 数, φ は粒子と SGS 変動成分の空間スケール比であり, 以下で定義する。

$$\chi = \frac{\tau_p}{t_{esgs}}, \quad \varphi = \frac{d_p}{\Delta} \quad (17)$$

この二つのパラメーターは, SGS 渦にとって粒子が“軽い”存在か“重い”存在かまた, “大きい”か“小さい”かを表している。SGS 渦の代表時間 t_{esgs} は, $t_{esgs} = k_{SGS}/\varepsilon_{SGS}$ より求めた。

横峯に従い SP_1 が満たすべき漸近挙動について調べると, (16) 式は以下ようになる。

$$SP_1 = \frac{1}{\rho} \sum \frac{\rho_{dp}}{\tau_p} 2k_{SGS} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\varepsilon}{2k_{SGS}} \tau_p\right) \right\} \times \exp(-C_{p2}\varphi) \quad (18)$$

2.5 粒子後方 wake による乱流変動の記述

次に wake についてのモデル化を行なう。 g_i は粒子が受ける力の総和とすると, 流体が粒子に費やす仕事は, $u_i g_i$ である。この中で, 粒子の加減速のみに使われるエネルギーは,

$$m_p \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{2} u_{pi}^2 \right) = u_{pi} g_i \quad (19)$$

である。流体が失うエネルギーと粒子の加減速に使われたエネルギーの差は, 粒子周りで流体の粘性により, 何らかの過程を経て熱になるエネルギーである。

$$SP_2 = u_i g_i - u_{pi} g_i = (u_i - u_{pi}) g_i \quad (20)$$

これは wake が生じない場合は直接熱になり, wake ありの場合は一度 wake を引き起こした後, 熱になると考えられる。 g_i が抗力だけであるとする, wake 無しの場合 g_i はストークス抗力と考えてよい。よって粒子に実際働く抗力とストークス抗力との差が wake を表す抗力となる。これを *induced drag* とし,

$$induced\ drag = \left\{ \phi(C_D) - \phi(C_{D(Stokes)}) \right\} (u_i - u_{pi}) \quad (21)$$

(20) 式を次のようにモデル化した。 $\phi(C_D)$ は抗力係数を含む関数、 C_{p3} はモデル定数である。

$$SP_2 = C_{p3} \{ \phi(C_D) - \phi(C_{D(Stokes)}) \} (u_i - u_{pi})^2 \quad (22)$$

粒子は流体より先行していても遅れていても wake を生じるが、(22) 式は常に正に働くことが保証される。wake が持つスケールは SGS に含まれるから、これは SGS エネルギー保存式へ加えられる。

よって、粒子による二つのソースタームを含んだモデル化した SGS エネルギー保存式は、次の形となる。

$$\frac{Dk_{SGS}}{Dt} = \left(\frac{Dk_{SGS}}{Dt} \right)_{single\ phase} + SP_1 + SP_2 \quad (23)$$

3. 計算結果

計算体系は、Kulick et al.¹⁰⁾ の実験結果と比較するために、それと同様の鉛直下向き平行平板乱流とする。

Table 1 Particle Properties and Flow Parameters

Particle	Copper	Gas	Air
Density (kg/m ³)	8800	Channel half width (m)	0.02
Diameter (μm)	70	Friction velocity (m/s)	0.49
Stokes τ _p (ms)	95	Centerline velocity (m/s)	10.5
Corrected τ _p (ms)	95	Kinematic viscosity (m ² /s)	1.52
Stokes number St	3.0	Re _τ	644
Loading ratio φ	0.2	Re _c	13800

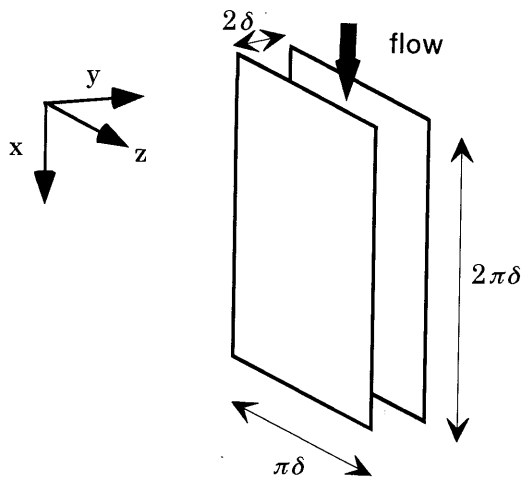


Fig. 1 Problem formulation

計算に用いたパラメータは **Table 1** のとおりである。計算領域は **Fig. 1** のように流れ方向 x 、壁垂直方向 y 、スパン方向 z の各方向に $2\pi\delta \times 2\delta \times \pi\delta$ とし、 $64 \times 60 \times 64$ の格子に分割する。スタッガードメッシュを用い、 y 方向にのみ不等間隔とした。時間発展に関しては二次精度 Adams-Bashforth 法を、空間発展に対しては二次精度中心差分を用いた。気相の境界条件として、主流、スパン方向に周期境界を、両壁面に no-slip 条件を課す。粒子の境界条件は主流方向、スパン方向は気相と同様とし、壁面においては、仮想壁面を仮定して乱反射させる仮想壁面モデルを用いた、仮想壁面の角度は乱数によって決定した。なお、追跡計算粒子数は、46400個である。

Fig. 2 に主流方向平均速度分布を示す。粒子添加による平均気相速度への影響は実験、計算とも見られず、平均気相速度は実験と良好な一致をみせている。また、実験と同じように、平均粒子速度は平均気相速度より平坦になる傾向がみられる。これは壁に近づくにつれ気相は粘性が支配的になるが、依然粒子は慣性を持ち続けるためであると考えられる。実験では $y^+ > 40$ において平均気相速度が平均粒子速度を上回っていることがわかるが、本モデルでは全域で平均気相速度が下回る結果となった。

Fig. 3, **Fig. 4** に混相でのそれぞれ主流方向、壁方向の乱れ強度の分布を示す。乱れの減衰は確認できるものの、実験のような強い減衰の再現には至らなかった。(11)式で与えた粒子抗力の反力は、気相と粒子の相対速度によっており気相速度 > 粒子速度の場合は、粒子は乱れを減衰させる方向に働き、逆では増加する方向に働く。つまり、実験では $y^+ > 40$ においては減衰の方向に、計算では増加の方向へと、まったく逆の傾向を持っている。気相、粒子間の相対速度関係の精密な再現無しに乱流変調は再現できないことは事実だが、**Fig. 3**, **Fig. 4** での $y^+ > 40$ の領域についても、他の領域とほぼ同じ適度で乱れが減衰しているように思われるので、実験ほどの減衰が再現できなかった理

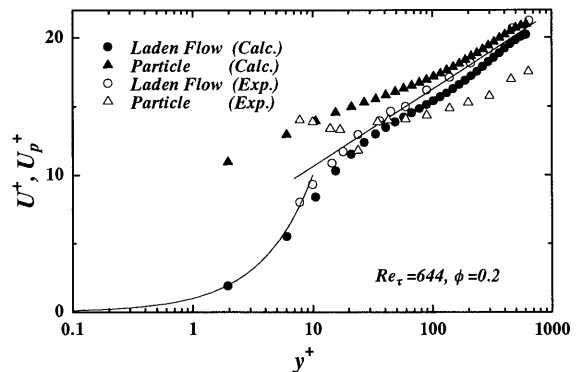


Fig. 2 Mean velocity profile

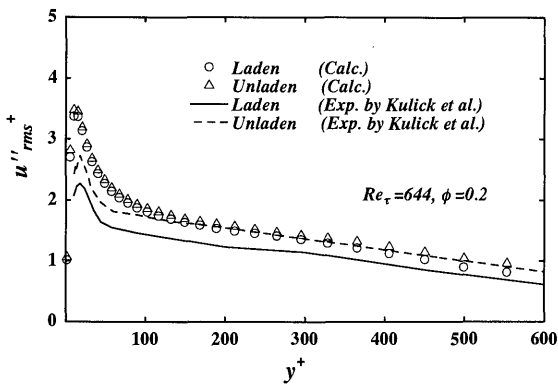


Fig. 3 Streamwise turbulent intensity profile

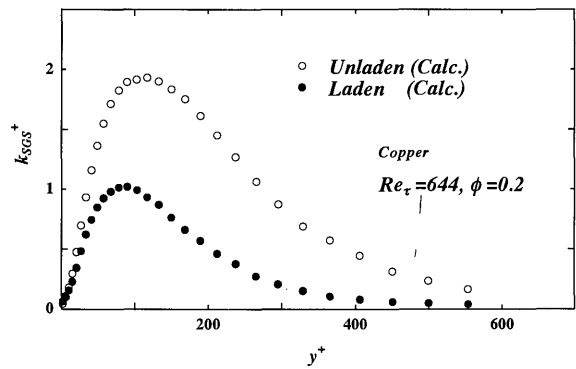


Fig. 6 k_{SGS} profile

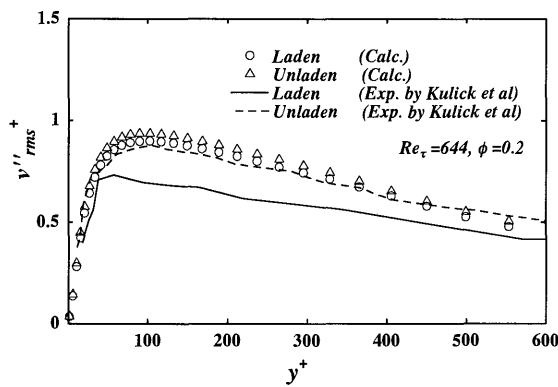


Fig. 4 Spanwise turbulent intensity profile

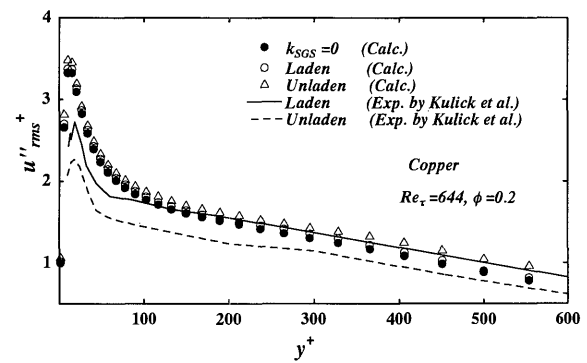


Fig. 7 Effect of particles in SGS

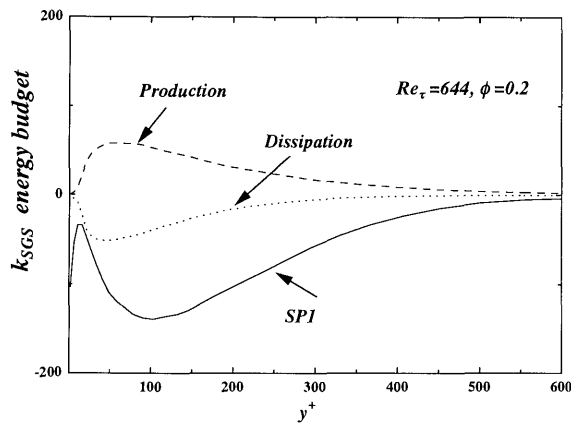


Fig. 5 k_{SGS} energy budget

由を気相，粒子間の相対速度関係だけとすることはできない。

Fig. 5 に SGS でのエネルギー収支を示す。これはアンサンブル平均での乱流エネルギー収支とは異なることに注意が必要である。拡散項， SP_2 は比較的小さいので含めていない。図より，粒子ソース項による消散が，粘性による消散よりはるかに大きく働いていることがわかる。Fig. 6 に k_{SGS} の分布を示す。 SP_1 の影響により k_{SGS} は計算において負になることがあったので，これを $k_{SGS} > 0$ で制限した。明らかに SGS

領域における粒子ソース項の影響で，SGS での乱れは減衰されている。永野¹⁹⁾は，SGS での粒子添加による付加的な消散が，乱れの減衰に大きく影響するであろうと述べている。本モデルにおいて SGS 領域での SP_1 による減衰は，もっとも効いた場合であっても $k_{SGS} = 0$ であり，この際，(4) 式の定義から明らかのように余剰項が Navier-Stokes 式より無くなる。そこで SP_1 による減衰がもっとも効いたとして， $k_{SGS} = 0$ での計算を行なった。

Fig. 7 に主流方向乱れ強度の比較を示す。幾分減衰が強まったように見えるが，実験ほどの強い減衰にはならなかった。SGS 領域での粒子による影響は，乱れの減衰に対してそれほど強くない。しかし，この計算においても，平均気相速度 < 平均粒子速度のため，粒子抗力の反力による項は Navier-Stokes 式で $y^+ > 40$ において減衰の方向に働いていない。やはり問題は，固気相の相対速度，またそれを原因とする (11) 式における粒子ソース項の定式化にあると思う。山本らは SGS 領域での粒子による乱流変調は無視し，粒子間衝突を考慮した LES を行って同様に粒子平均速度が気相平均速度より大きく見積もられるという報告をしており⁸⁾，この原因として Kulick らの実験において，粒子速度が気相速度に比べ十分発達していないからだとしている。実験の正確性を判断することはできないが，

山本ら同様本研究においても、粒子には主流方向へ周期境界条件を課してあるため計算では完全に発達できるが、実験ではチャンネル上部から投入するのみであるという事実を考えると可能性は否定できない。もし十分に発達していないのであれば、Kulick の実験にみられる大幅な乱れの減衰は信用できるものではなく、乱流変調の比較対象にすることはできない。

4. ま と め

乱れの減衰は確認できたものの、Kulick による実験ほど強い減衰を再現するには至らなかった。定性的な再現は本モデルで可能であった。乱流拡散と乱流変調とは密接に関連しており、定量的に乱流変調を捕えるには、粒子運動の正確な再現が必要不可欠である。本モデルでは衝突を考慮していないので、さらに粒子間衝突を含めて計算を行なう必要がある。

筆者の知る限り、本モデルは初の SGS 領域での粒子影響を考慮した固気混相 Dynamic モデルである。気相場に関しては体系によって変更が必要なモデル定数は一つも無く、粒子ソース項、仮想壁面モデル中の四つのモデル定数があるのみである。その特徴である汎用性を検証するためには、より複雑体系での計算が必要である。

Kulick による実験は粒子添加により乱れが減衰するデータであったため、wake をモデル化した SP_2 は今回の計算ではそれほど顕著には表れなかった。その有効性を検証するためには乱流変調により大きく乱れが増加する体系での計算が必要である。また、粒子添加により乱れが増加する場合、SGS 領域で粒子 wake により生成された付加的なエネルギーが GS に伝播することが言われている¹⁶⁾。これはまさに粒子 *backscatter* であり、本研究では気相成分のみの *backscatter* を表現しているに過ぎないので、この粒子 *backscatter* をも取り入れる必要があるであろう。

現在の実験における光計測手法では、粒子の濃度が高くなるにつれ計測が困難となる。固気混相流に適した新たな実験手法の確立と、比較対象となりうる計測データの登場が待たれる。正確な比較実験データなくして精密なモデルは構築できない。実験が困難である

からシミュレーション手法の開発が行なわれている。パラドックスに感じるが、これには、DNS による乱流変調の物理構造説明が役立つであろう。

参 考 文 献

- 1) 梶島岳夫, “固気二相流のマイクロ構造の解析と SGS モデリング”, 第一回オーガナイズド混相流フォーラム講演会論文集, 混相流学会, 51, 1997.
- 2) Chen, C.P., Wood, P.E., “A turbulent closure model for dilute gas-particle flows”, *Can. J. of Chem. Engng.*, **63**, 349, 1985.
- 3) Berlemont, A., Desjonqueres, P., Gouesbet, G., “Particle Lagrangian simulation in turbulent flows”, *Int. J. Multiphase flow*, **14**, 679, 1990.
- 4) 横峯健彦, “固気混相乱流数値モデルの開発とその応用に関する研究”, 博士論文, 九州大学, 1997.
- 5) Sato, Y., “Turbulence structure and modeling of dispersed two-phase flows”, *Dr. thesis*, Keio Univ., 1995.
- 6) Wang, Q., Squires, K.D., “Large Eddy Simulation of particle-laden turbulent channel flow”, *Phys. Fluids A*, **8**, No.5, 1207, 1993.
- 7) Wang, Q., Squires, K.D., “Large Eddy Simulation of particle deposition in a vertical turbulent channel flow”, *Int. J. Multiphase flow*, **22**, No.4, 667, 1996.
- 8) 山本恭史, Potthoff, M., 田中敏嗣, 梶島岳夫, 辻裕, “固気二相チャンネル乱流の LES”, *機論 B*, **65**, No.629, 166, 1999.
- 9) 二瓶泰雄, 灘岡和夫, “高濃度混相乱流場に関する数値計算”, *日本混相流学会誌*, **13**, 1, 32, 1999.
- 10) Horiuti, K., “Large Eddy Simulation of Turbulent Channel Flow by One-Equation Modeling”, *J. Phys. Soc. Japan*, **54**, No.8, 2855, 1985.
- 11) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W.H., “A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model”, *Phys. Fluids A*, **3**, 1760, 1991.
- 12) Kim, W.W., Menon, S., “Application of the Localized Dynamic Subgrid-Scale Model to Turbulent Wall-Bounded Flows”, AIAA-97-0210, 35th Aerospace Sciences Meeting, 1997.
- 13) Armenio, V., Piomelli, U., Fiorotto, V., “Effect of the subgrid scales on particle motion”, *Phys. Fluids A*, **11**, 3030, 1999.
- 14) Kulick, J.D., Fessler, J. R. and Eaton, J.K., “Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow”, *J. Fluid Mech.*, **277**, 109, 1994.
- 15) 永野純明, “LES を用いた固気混相乱流数値シミュレーション”, 修士論文, 九州大学, 1996.
- 16) Elgobashi, S., Truesdell, G.C., “On the two way interaction between homogeneous turbulence and dispersed solid particles”, *Phys. Fluids*, **5**, No.7, 1790, 1993.