

論文の内容の要旨

論文題目 Numerical analyses on dispersed gas-particle two-phase turbulent flows
(分散性固気二相流乱流の数値解析)

氏 名 深 湯 康 二

分散性二相流乱流は例えば燃焼器等の流れなど工業プロセスの至るところで見られる。これらのプロセスにおける流れの最適設計の為にはまず乱流中の粒子や液滴の挙動を理解することが非常に重要である。分散性二相流乱流のうち最も基本的な固気二相流乱流の挙動はこれまで多くの研究者によって解析的な研究されてきたが、複雑な粒子-流体相互作用、および単相でも複雑な乱流の性質により、固気二相流乱流挙動の解析的な予測手法は未だ確立されていない。また、分散性二相流乱流についての実験的研究もいくつか報告されており、それらの結果より粒子(または液滴)の影響による乱流の促進または低減が発生する条件等が分かっているが、与えられた体系における粒子相の速度分布、濃度分布等、基本的な統計量を予測するために必要なデータを蓄積するまでには至っていない。

近年、コンピュータ処理能力の向上及び単相流乱流の直接シミュレーションに代表される流体の数値シミュレーション技術の発達により、直接的な手法を用いての固気二相流乱流の数値シミュレーションが可能になりつつある。数ある固気二相流乱流のシミュレーション手法のうち、流体(連続相)を直接シミュレーション(DNS)あるいはラージエディシミュレーション(LES)で扱い、個々の粒子(分散相)の挙動はラグランジュ的に追跡(LPT)する手法(LPT-DNS/LES)は高精度な予測が可能な手法として期待されてい

る。さらに LPT-DNS/LES では予測モデルの確立に必要なが実験で測定できないというデータを計算することができる。LPT-DNS/LES を用いた数値シミュレーションはこれまでにいくつか報告されており、粒子を含む一様等方乱流等では良い結果が得られている。しかしながら、壁に囲まれた体系ではしばしばシミュレーションと実験データに食い違いが見られており、その原因は解明されていない。

そこで本研究では壁に囲まれた体系として流れ方向 (x_1 方向) とスパン方向 (x_3 方向) の大きさが無限大、壁垂直方向 (x_2 方向) の幅 2δ の中の垂直チャンネル下向流を想定し、その中で粒子の挙動を LPT-LES を用いたシミュレーションによって調査した。またこれまでの LPT-DNS/LES で考慮されなかった効果の重要性、それらが粒子の集団の振舞いを記述する統計量に与える影響について考察した。扱う問題としては大きく分けて二つ、一つは粘性スケールのストークス緩和時間 $\tau_p^+ \equiv d^2 Su_\tau^2 / (18\nu^2)$ (ここで d は粒子直径、 S は粒子と流体の密度比、 u_τ は剪断速度、 ν は流体の動粘度) が 5 以下 ($Re_\tau \equiv u_\tau \delta / \nu = 180$ 、 $S = 2000$ の条件下で直径 $d < 10 \mu\text{m}$) の微粒子を含むエアロゾル流れ、もう一つは粒子の慣性が大きな役割を果たすと考えられる $\tau_p^+ \sim 1000$ の大きな粒子を含む流れである。

シミュレーション手法の概要は以下の通り。まず流体の速度は LES で、即ち、計算メッシュでフィルタリングされた Navier-Stokes 方程式にサブグリッドスケール (SGS) の渦粘性を加えたものを数値積分することによって計算した。本研究では SGS モデルとしてメッシュの非等方性考慮に入れた Smagorinsky タイプの SGS モデルを用いた。分散相の個々の粒子の運動はそれぞれの粒子の運動方程式を数値積分することによって計算した。固気二相流における粒子の運動方程式は抗力項と重力項および各問題に固有の項からなる。抗力項の評価には粒子位置での流体速度が必要になるが、これは LES での計算メッシュから粒子位置へ 4 次精度ラグランジュ内挿を用いて計算した。LES ではフィルタリングされた Navier-Stokes 方程式の移流項、拡散項、SGS 項の空間差分には 2 次精度中心差分、時間積分には 3 次精度 Adams-Bashforth 法を適用し、圧力項と連続の式の処理には SMAC 法と同様のアルゴリズムを用いた。粒子の運動方程式の時間積分には Euler 陰解法 ($\tau_p^+ \leq 10$ の粒子に対して) または 3 次精度 Adams-Bashforth 法 ($\tau_p^+ > 10$ の粒子に対して) を適用した。

表 1: エアロゾル問題における粒子のパラメータ

$d [\mu\text{m}]$	τ_p^+	Sc
0.01	9.79×10^{-5}	2.87×10^2
0.10	1.27×10^{-3}	2.22×10^4
1.00	5.17×10^{-2}	5.43×10^5
10.00	4.51	6.22×10^6

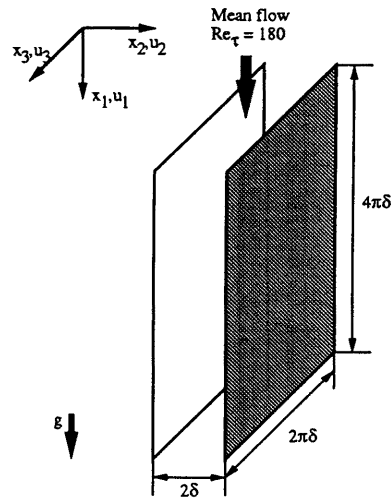


図 1: エアロゾル問題の計算領域

まずはじめに微粒子を含むエアロゾル流れのシミュレーションを行った。計算体系には x および z 方向に周期境界条件を持つ垂直チャンネル (大きさは x_1, x_2, x_3 方向にそれぞれ $4\pi\delta, 2\delta, 2\pi\delta$) を用いた (図 1)。チャンネル半幅は $\delta = 9 \text{ mm}$ 、重力は x 方向に $g = 9.8 \text{ m/s}$ 、剪断速度に基づく流れのレイノルズ数は $Re_\tau = 180$ を想定した。粒子としては $0.01 \mu\text{m}$ から $10 \mu\text{m}$ のグラフアイト粒子 ($S = 2040$) を想定した。これら粒子の粘性スケールのストークス緩和時間 τ_p^+ およびシュミット数 Sc を表 1 に示す。粒子の運動方程式は、抗力項、重力項に加え、ブラウン運動、Saffman 揚力および SGS 抗力を考慮し、粒子-壁相互作用として London - van der Waals 力に起因する壁ポテンシャルのモデルを導入した。

エアロゾル流れの予測で最も重要な量として粒子の壁への沈着速度 $u_d \equiv (dN_d/dt)/C$ (ここで N_d は沈着した粒子の個数、 C はパルクにおける粒子の個数の線密度) があるが、LPT-LES によって計算された粘性スケールでの沈着速度 u_d^+ は経験式と良い一致を示している (図 2)。しかし、LES で時間変動する速度場を計算する代わりに同じ空間構造を持つ "凍った速度場" (即ち、LES で計算される速度場をある時刻で固定したもの) 中で粒子の追跡をした場合、特に $0.1 \mu\text{m}$ 粒子と $1 \mu\text{m}$ 粒子の沈着速度が過大に予測された。シミュレーションによって得られた粒子速度と流体速度の相関等の情報より、この食い違いの原因はこれらの粒子が流体の速度場構造へ敏感であることと、"凍った速度場" では乱流バーストによる粒子の再流入の位置が固定されていることであると結論づけられた。また、同じくシミュレーションで得られた、粒子に働く力の強度の情報より、小さな $0.01 \mu\text{m}$ 粒子ではブラウン運動が、大きな $10 \mu\text{m}$ 粒子では粒子の持つ慣性の効果が大きくなることによって乱流構造の違いにかかわらず u_d^+ が増大することがわかった。

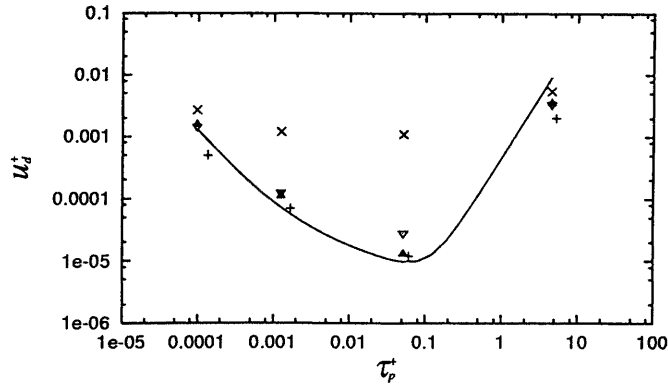


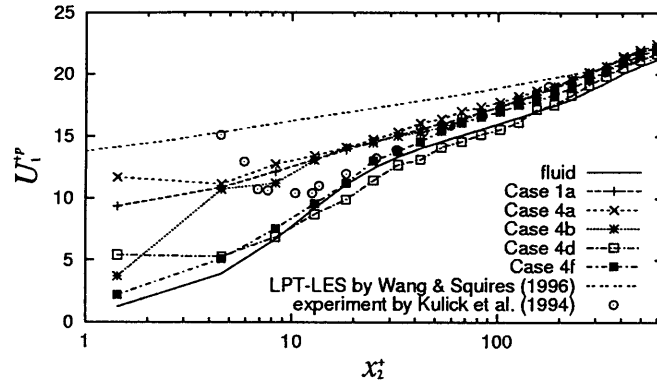
図 2: LPT-LES の結果より計算された沈着速度 u_d^+ . ▲, SGS 抗力を考慮した場合; ▽, SGS 抗力を考慮しない場合; ×, "凍った速度場"を用いた場合; +, Li & Ahmadi (1993) の LPT-擬似乱流ランダム場シミュレーション; —, Wood (1981) の経験式.

次に、 $Re_\tau = 644$ の垂直チャネル下向流中における慣性の大きな $70 \mu\text{m}$ 銅粒子のシミュレーションを行った。この体系は Kulick ら (1994) の実験で用いられたものと同じである。粒子の質量流束比 Z としては 2% (体積比率で約 3×10^{-6}) という極めて希薄なケースを選んだ。この問題に対する以前の LPT-LES (例えば Wang & Squires, 1996) では実験値との大きな食い違いが見られた。本研究では以前の LPT-LES で考慮されなかった粒子間衝突、壁近傍での抗力係数の補正 (Faxén, 1923; Brenner, 1961) および壁ポテンシャル等を考慮に入れその効果を調べた。計算体系は周期境界条件を持つ垂直チャネル (大きさは x_1, x_2, x_3 方向にそれぞれ $\pi\delta, 2\delta, 0.5\pi\delta$) である。粒子の密度比およびストー

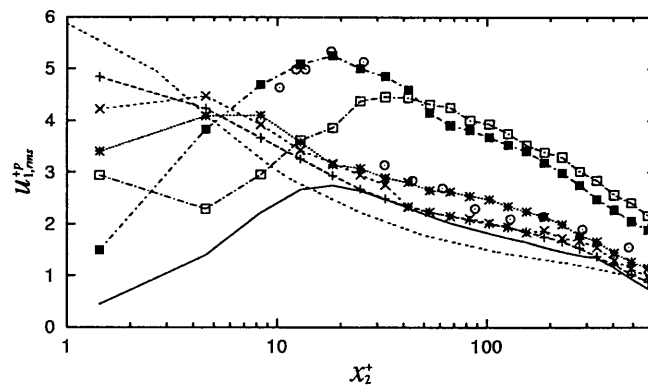
表 2: $Re_\tau = 644$ チャネル乱流中の $70 \mu\text{m}$ 銅粒子のシミュレーションのケース

ケース名	粒子が流体に及ぼす力を考慮	粒子間衝突を考慮	壁近傍での抗力係数の補正	壁での反撥係数, r	壁ポテンシャルの Hamaker 定数, A [$\times 10^{-20}$ J]
Case 1a	しない	しない	しない	1	0
Case 1b	しない	しない	する	1	0
Case 2a	する	しない	しない	1	0
Case 4a	する	する	しない	1	0
Case 4b	する	する	する	1	0
Case 4c	する	する	する	0.5	0
Case 4d	する	する	する	0	0
Case 4e	する	する	する	0	18
Case 4f	する	する	する	0	180

a)



b)



c)

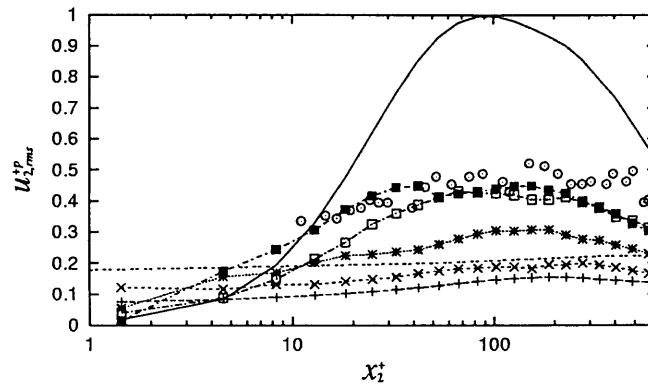


図 3: $Re_\tau = 644$ チャネル乱流中の $70 \mu\text{m}$ 粒子の基本統計量. a) 平均速度; b) 主流方向速度ゆらぎの RMS 値; c) 壁垂直方向速度ゆらぎの RMS 値.

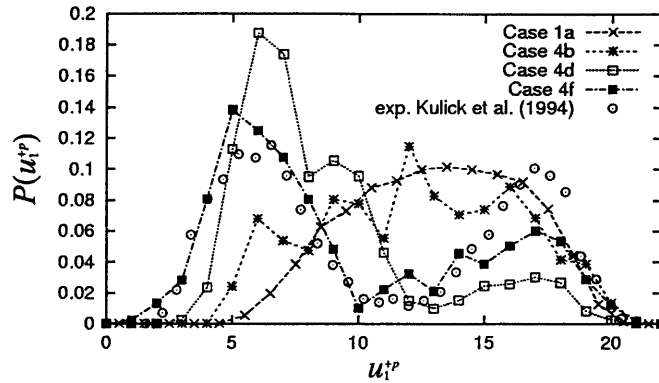


図 4: $x_2^+ = 12$ 断面における流速方向粒子速度の確率密度分布

クス緩和時間はそれぞれ $S = 7184$, $\tau_p^+ = 2000$ である。粒子の運動方程式は基本的に抗力項および重力項より成るが、それらに加え、シミュレーションのケースごとに前述の効果を検討した (表 2)。

シミュレーションで計算された基本的な統計量である、粒子の平均速度および粒子速度ゆらぎの RMS 値を図 3 に示す。これよりまず、 $Z = 2\%$ という、これまでの通説では粒子間衝突は無視できるとされてきた希薄な流れであっても粒子間衝突が重要な役割を果たすことが分かった。その主な効果は壁垂直方向粒子速度ゆらぎの RMS 値 $u_{2, rms}^p$ が増加することであるが、この原因は衝突による粒子速度成分の再等方化であることが衝突した粒子の統計より明らかになった。また、粒子間衝突に加え、壁近傍での抗力係数の補正や、やや深めの壁ポテンシャルの導入によりこの効果は一層顕著になり、Case 4d と Case 4f では実験値に良く一致する $u_{2, rms}^p$ が得られた。Case 4f ではさらに粒子の平均速度 U_1^p も $12 < y^+ < 644$ という全チャンネル幅の 98% の領域で実験値に一致した。Case 4d と Case 4f では主流方向粒子速度ゆらぎの RMS 値 $u_{1, rms}^p$ で実験データと同様に極大値が現われているが、これは図 4 に示すように流速の二モード性によるものである。この二モード性も以前のシミュレーションで再現できなかった性質である。さらにこれらの性質に関する種々の統計量が計算され、過去のシミュレーションでの実験値との不一致はまず粒子間衝突の無視、そして壁近傍で粒子のパルクへの再流入を抑制するメカニズムの欠如によるものと結論づけられた。

以上の結果より、本研究で開発された LPT-LES コードによるシミュレーションは固気二相乱流の物理のより深い理解に役立つことを示した。