

II-16

二相流における粒子が乱れに与える効果に関する考察

北海道大学工学部

今井 一郎

北海道大学工学部

正員

森 明 巨

北海道大学工学部

正員

板倉 忠 興

1. はじめに

混相流において、粒子と流れの相互干渉が流れの乱流構造を変える。この機構を解明するためには、粒子の運動と流れの特性を同時に測定する必要がある。近年のレーザー流速計の開発によってこれがある程度可能になり、測定例が増えてきている。

その様ななかで、1989年にA S M EのThe fluid engineering divisionによって“International Symposium on Turbulence Modification in Dispersed Multiphase Flows”が開催された。そこでは混相流に関するさまざまな分野から15篇の報告がなされた。

上述の15篇のうち河川工学の分野と関連の強いものは、①実験を主体としたものが5篇、②実験と理論を比較したものが3篇、③理論的なものが3篇、④レビューが1篇である。それらの詳細は、「参考文献」に示した。

本研究では、これらの我々の分野と関連の強い12篇についてReviewを行った。河川における河床付近での流砂と流れとの相互干渉へと発展させるのが本研究のねらいである。

まず乱れの変化に着目して、①～④で提案された粒子による乱れの変化の機構を、wallの影響の有無それぞれの場合についてまとめた。次に、そのような乱れの変化に対する解析法として②で提案された2つの乱流モデルについて、source項の扱いを紹介した。最後に、河床付近の複雑な流れの構造の変化に対する今後の解析法を展望する。

2. 乱れの変化

Gore, Crowe (論文2) は、管路およびjetの気-固、気-液、液-固、液-気二相流についての15の論文の実験データを整理して、図-1に示すように、流れの中心線上では乱れが粒子の粒径と乱れのマクロスケールとの比 $d_p/l_e > 0.1$ のとき増幅し、 $d_p/l_e < 0.1$ のとき減衰することを示した。

半径方向の変化を見ると、jetでは、中心線上と同様に $d_p/l_e = 0.1$ を境にして乱れの増減が変わる。しかし管路では、図-2に示したように、wallに近づくにつれてこの限界値が変化し、この区分に従わないデータが多くなる。これは、粒子と流体のほかに、粒子とwall、流体とwallの相互干渉の効果が加わるためと考えられる。

河川流における河床付近の流れは、まさに後者の方である。

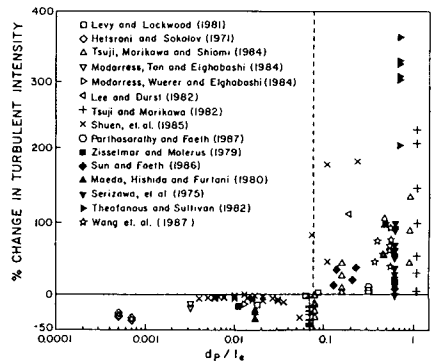


図-1

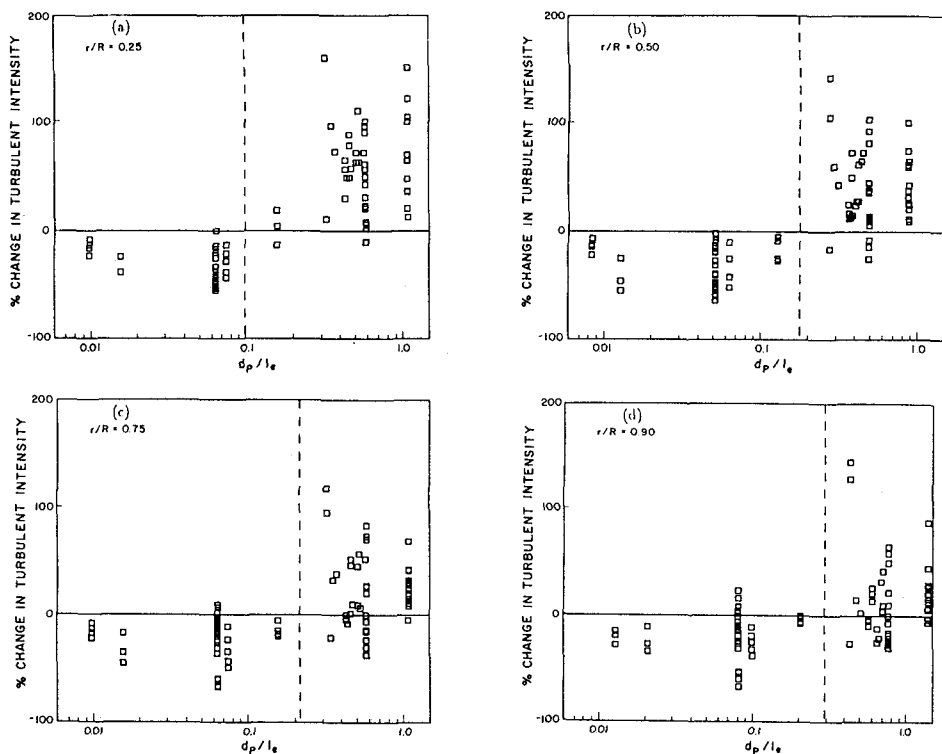


図-2

2.1 wallの影響がない場合の乱れの変化機構

粒子の粒径が渦のスケールより小さい場合には、渦のlife timeの間は乱れに追従する。渦が粒子を加速することによって、乱流エネルギーが粒子の運動エネルギーへ移行し、乱流強度は減衰する。この作用による乱れエネルギーの変化は、Csanadyによれば、Stokes則の成立を仮定すると(1)式で与えられる。

$$E_p(\omega) = \frac{E_f(\omega)}{(1 + \tau_p^2 \omega^2)} \quad (1)$$

ただし、 τ_p は粒子の時定数、 ω は角周波数、 E_p は粒子の速度のパワースペクトル、 E_f は流速のパワースペクトルである。Squiresら(論文10)は、このような二相流の直接シミュレーションを行い、図-3のように(1)式が成立することを示した。乱れのマクロスケールの角周波数を ω と書くと、 $\tau_p \omega$ は、Gore, Crowe(論文2)による d_p/l_e に対応する。

一方、Stokes則が成立しない場合は、wakeを形成して乱流強度は増加する。この場合には通常、粒子の粒径が渦のスケールと同程度に大きくなり、 d_p/l_e が大きくなる。

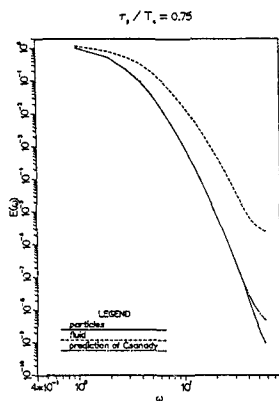


図-3

2.2 wallの影響がある場合の乱れの変化機構

Teixeiraら（論文3）は、円環流の実験を行い、常に乱れが増幅することを見いだした。円環とは、水滴を含んだ気流管路において壁面に液体のfilmが形成されたものである。これは、河川の移動床流に極めて類似している。

そのような円環流では、気体乱流によって液体filmから水滴が連行され、液体filmと気体乱流との運動量の交換が生ずる。連行されたばかりの水滴は速度が遅いので、film表面付近では気体流に対して大きな相対速度があるため乱れが生ずる。さらにfilm表面の凹凸によっても、乱れが生成される。

ここでは、Gore, Croweによる乱れの増減の分類法では乱れが減少する粒径に対しても乱れは増加している。しかし、その増加量は非常に小さい。よって、上述のようなwall付近における乱れが増幅が、Gore, Croweの機構による減少量を上回ったためと考えられる。また、水滴の濃度が増加するにつれてwakeの数が増加して、乱流生成量も増加する。ただし、水滴は別の水滴のwakeに入ることがあるから、濃度とwakeの効果は比例しない。

Scibiliaら（論文4）は、wall上に球状粒子を固定し、これによる乱れの変化について調べた。このときの d_p/l_e は、Gore, Croweによる限界値より大きいけれども、乱れは常に減少した。

固定球のwakeによって渦が発生するため、乱れは増幅する。その一方で、固定球によって大きな渦が小さな渦へ分裂される。小さな渦は、減衰が速く逸散の度合いが高いため、乱れが減衰する。よって、上述の増幅と減衰の差引によってnetの乱れが決定する。この実験では、wall上の粒子の効果による減衰が卓越していた。

Eatonら（論文1）は、鉛直風洞による実験を行い、せん断層に対する固体粒子の影響を調べた。横断方向に粒子の濃度が変化する場合、このことによって平均流が変化し、それが乱れを発生させることが考えられる。そこで粒子そのものの存在による乱れの変化を取り出すために、横断方向の濃度分布を一様に保った。

その結果、流体層の流速分布、乱れ強度、スペクトルは、図-4に示すように静水流のものと同じであった。ただしこの実験では、鉛直風洞の長さが短いため定常状態に至っていないので、十分な長さの風洞での実験が必要といえる。

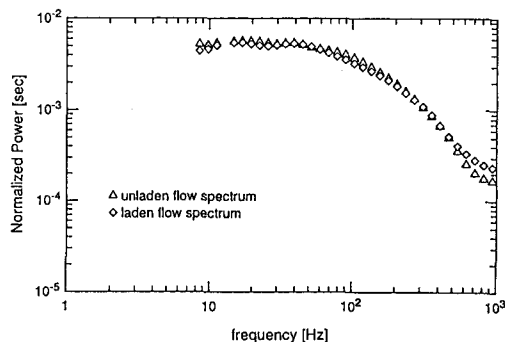
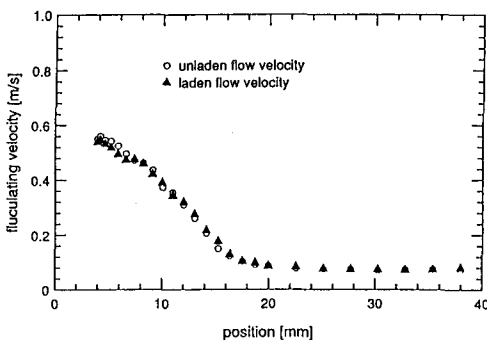
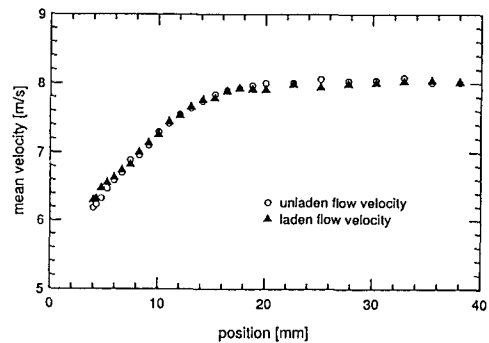


図-4

2.3 二相流の直接シミュレーション

Squiresら（論文10）は、二相流の直接シミュレーションを行った。粒子の径が非常に小さいことから、その容積は無視している。基礎方程式は、N-S方程式と粒子の運動方程式である。粒子の時定数とEulerian integral time scaleとの比が $\tau_p/T_e = 0.14, 0.75, 1.50$ と3種類について計算を行っている。

図5は、3種類の τ_p/T_e についての粒子の数密度分布と渦度の分布を示したものである。 τ_p/T_e の小さな粒子は、渦度の小さい領域に集中していることがわかる。粒子の時定数が大きくなるにつれて、この傾向は弱くなる。よって、粒子の分布は一様とは仮定できない。

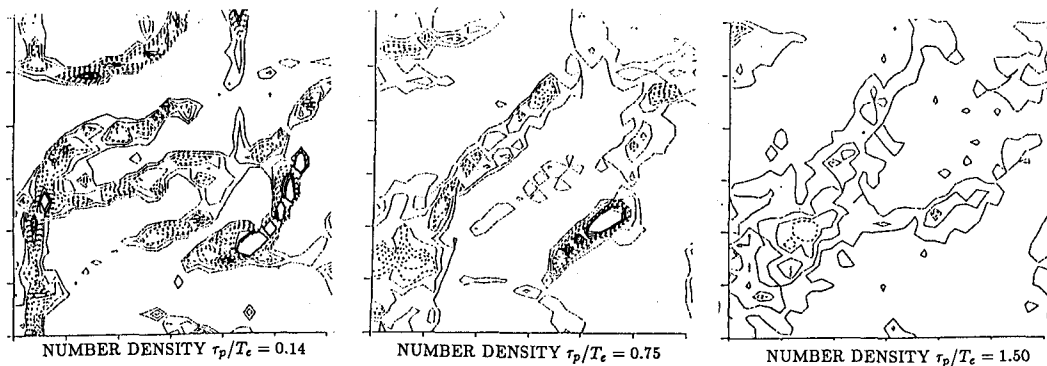


図-5

3. 二相流の予測モデル

2章では、主として実験的研究によって明らかにされた乱れの変化機構について述べた。本章では二相流の予測モデルについて述べる。2つのモデルが提案されているが、いずれも乱流モデルにK- ε モデルを用い、粒子の効果をsource項として与えている。

3.1 確立論的モデル……Desjonqueresら（論文6）

Desjonqueresらは、流れ場を与えて粒子を追跡した。その結果をもとに、source項を与えて平均流れを求める。この粒子の追跡と平均流れの計算を繰り返して、収束させる。乱れの効果は、確率モデルで与える。

$$\text{source項は、運動量方程式では、} \overline{S_{pi}} = -\alpha \rho_p \left[\left\langle \frac{dV_i}{dt} \right\rangle - g_i \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p} \right) \right]$$

$$K\text{-方程式のでは、} S_{pk} = \overline{u_i S_{pi}} = \overline{U_i S_{pi}} - \overline{U_i S_{pi}}$$

$$\varepsilon\text{-方程式のでは、} S_{pe} = C_{\varepsilon 3} / K S_{pk} \text{ である。}$$

このモデルでは、粒子の濃度分布が各粒子の確率密度で与えられる。

3.2 決定論的モデル……Mostafa (論文8)

source項は、K-方程式では、 $-2KF\phi\left(1-\frac{\tau_L}{\tau_L+\tau_d}\right)$

ε -方程式では、 $-c_{\varepsilon 3}\frac{\varepsilon}{K}\left[2KF\phi\left(1-\frac{\tau_L}{\tau_L+\tau_d}\right)\right]$ である。

このモデルでは、粒子の濃度分布が従属変数となっている。このため拡散方程式が加わり、粒子の拡散係数を与える必要がある。Csanadyは、 U_t^2/u^2 (U_t は流体と粒子の平均の相対速度、 u は流速)が拡散粒子を制御する主なパラメータであるとし、相対速度に対して垂直および水平の粒子Schmidt数を考えた。粒子Schmidt数とは $\sigma_p = \nu_t/\nu_p$ で、 ν_t 、 ν_p はそれぞれ、流体相および粒子の運動量拡散係数である。Lumleyは、Csanadyのモデルから式(2)を与えた。

$$\sigma_p = (1 + \beta U_t^2/u^2)^{1/2} \quad (2)$$

Fleckhausらの実験データとの比較から、経験的係数 $\beta = 1$ とした。

J. M. Tishkoffは、混相流についてのReview (論文1)において、決定論的モデルより確立論的モデルの方が再現性が良好であることを指摘している。

4. 今後の展望

河川における浮遊砂の場合、河床をある程度離れると $d_p/l_e \ll 1$ となるのが普通である。この場合、Gore, Croweによれば乱れは減衰することになり、河川流で観測される事実と矛盾しない。よってこの領域は、2.1で述べたような乱れの変化機構で説明できる。

一方、河床付近では、掃流砂が卓越して d_p が大きくなったり、 l_e が小さくなることからGore, Croweの基準では乱れの増幅域となることがあるであろう。さらに、2.2で述べたwall効果が加わるから複雑でありより精密な実験的研究が必要である。

Parthasarathyは、複数の粒子から発生するwake群の重ね合わせの効果によって、大スケールの乱れが生ずることを示している。このように R_e が大きい場合のwake間の相互干渉の効果の基礎的性質を調べるには直接シミュレーションが有効であろう。

河床付近の複雑な流れの構造それものを調べるには、3章のモデルの活用が考えられるが、この面での研究は移動床ではまだないようである。

論文集には、Persenら(論文5)の浮遊砂に関する報告がある。この論文では、浮遊砂の混入により平均流の構造は変化しないと結論している。しかし、流速測定が直径10mmのピトー管であり、河床付近の流れが不明である。本研究で述べたように、粒子を含む様々な機構によって流れの構造は変化するし、従来の浮遊砂の研究もこの様な変化の故に進められてきている。したがって、より厳密な測定が必要と思われる。

「参考文献」

①実験を主体としたもの

1. 乱流境界層平面における粒子の応答および乱れの変化 C. B. Rogers, J. K. Eaton
2. 粒径が乱流強度の変化に与える影響; Lateral Locationの影響 R. A. Gore, C. T. Crowe
3. 円管二相流のGus Coreにおける乱れの測定 J. C. F. Teixeira, B. J. Azzopardi, T. R. Bott
4. 固定球状粒子をとまなうWall Jet乱流の研究 M. F. Scibilia, E. E. Michaelides
5. せん断乱流における浮遊粒子の影響 L. N. Persen, N. L. Coleman

②実験と理論を比較したもの

6. 3種類の粒子濃度に対するRound Jetの乱れの変形についてのLaglangian解析

P.Desjonqueres, A.Berlement, G.Gouesbet

7. 円管拡散粒子流におけるFilm Thickness, 圧力勾配, 乱れ速度の分布 A.N.Skouiondis, J.Wurtz

8. 粒子流における乱れの拡散 A.-M.A.Mostafa

③理論的なもの

9. 拡散粒子流における運動量およびエネルギー方程式 M.W.Reeks

10. 直接数値計算を用いた、均一乱流に対する粒子濃度の影響についての研究 K.D.Squires, J.K.Eaton

11. 拡散粒子流における流体力学的相互作用の影響：理論的説明 B.U.Felderhof, G.Ooms

④レビュー

12. 水滴と気相乱流間の相互作用 J.M.Tishkoff