

固体粒子を含む鉛直衝突噴流の乱流特性

TURBULENCE STRUCTURE IN VERTICAL IMPINGING JETS LADEN WITH SOLID PARTICLES

牛島 省¹・櫛津 家久²・長谷 直子³

Satoru USHIJIMA, Iehisa NEZU and Naoko HASE

¹ 正会員 工博 京都大学大学院助教授 環境地球工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

² フェロー 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻

³ 学生員 京都大学大学院 環境地球工学専攻 修士課程

A turbulence structure has been experimentally investigated in the particle-laden vertical jet flows impinging on a horizontal flat plate. The diameter of the particles is nearly ten times as large as the Kolmogorov length scale. In experiments, the volumetric concentration c of the dispersed phase was set at 0.08% and 0.13%. In addition, the distance H between the nozzle outlet and the impinging wall was widely varied, thereby varying H/D from 10 to 30, where D is the nozzle diameter. The characteristic flow patterns and turbulent quantities were measured with a Laser Doppler Anemometer (LDA). As a result, it has been confirmed that the turbulent intensity in the carrier fluid has been enhanced due to the existence of the large-scale particles. In the wavenumber space, the power spectra have been clearly enhanced mainly in the high wavenumber range, which corresponds to the particle length scale.

KeyWords : Liquid-Solid Flow, Impinging Jet, Turbulence Modification, LDA

1. はじめに

固体粒子を含む流れの乱流特性は、粒子の介在により単相流の場合と異なるものとなる。このような混相流に対しては、これまで各種の条件において実験的な考察が広くなされてきており^{1) 2) 3) 4) 5)}, 乱流構造の変化, すなわち乱流変調は粒子の長さスケールに大きく依存することが知られている。一般に, 比較的大きな粒径を持つ粒子は連続相の乱れを増加させ, 小粒径の粒子は乱れを抑制することが示されている。

Hetsroni⁶⁾ は, 粒子レイノルズ数が $Re_p = u_r d / \nu \geq 110 \sim 400$ の場合に, 粒子が流れ場の乱れを増加させると報告している。ここで, u_r , d , ν はそれぞれ相対速度, 粒子径, 流体の動粘性係数である。一方, Gore and Crowe⁷⁾ は, 乱れの増減を決定するパラメータとして, 乱れ長さスケールに対する粒子径の比 d/l_e を提案し, 流れ場の乱れは $d/l_e \leq 0.1$ の場合に抑制され, $d/l_e \geq 0.1$ の場合に増加するとして, 粒子の介在によって引き起こされる乱れの増減を説明した。

固気混相流の実験においては, Rogers and Eaton⁸⁾ および Kulick ら⁹⁾ が, コルモゴロフスケールより小さな粒径を持つ粒子は, 固体粒子の質量混合比に応じて流れ場の乱れを抑制し, エネルギースペクトルの高波数領域でエネルギーを増加させることを示した。また, 辻ら¹⁰⁾ は, 比較的大きい粒子は流れ場の乱れを増加させる傾向があることを報告している。

一方, 数値計算により粒子を含む流れの現象解明を試みる検討も進められている。等方性固気混相乱流の直接数値計算 (DNS) においては, Squires and Eaton¹¹⁾ が, コルモゴロフスケールより小さな粒径を持つ粒子は, 固体粒子の特性時間及び粒子体積濃度が増加するにつれて流れ場の乱れを抑制し, エネルギースペクトルの高波数領域でエネルギーが増加することを示した。しかし, Elghobashi and Truesdell¹²⁾ は同様の等方性固気混相乱流の DNS において, コルモゴロフスケールより小さな粒径を持つ粒子でも, 粒子に作用する外力の大きさに応じてエネルギースペクトルの高波数領域でエネルギーが増加し, その影響が低波数領域に波及し, 乱れが生成されると報告している。

このように, 固気および固液混相流に関する研究は広範に行われているが, 既往の結果には相反する傾向も示されており, 現在でも未解明の問題が多く残されている。本報では, サンドエロージョンや配管内の粒子輸送などの工学的問題において重要となる, 粒子を含んだ衝突噴流を対象として乱流計測を行い, 単相流との比較から, 乱流変調やエネルギースペクトルの分布特性の変化等について考察を加える。既報¹³⁾ では, 鉛直上方へ向かう混相噴流が衝突する平板の高さと粒子濃度を一通りに設定し実験を行ったが, 本報では, より一般性のある実験結果を取得するため, 平板の高さと粒子濃度を変えた複数の実験条件を設定している。

2. 実験方法

(1) 実験装置及び実験条件

実験装置のノズル上部の概略図と座標系を図-1に示す。実験装置は、縦 0.2m, 横 0.2m, 高さ 0.3m の直方体の下に、縦 0.2m, 横 0.2m, 高さ 0.1m の四角錐容器を、頂点を下向きに取り付けた形状の水槽である。この水槽には、内径 $D = 8\text{ mm}$ の円管と、その下部に接続するプロペラが設置されている。プロペラを回転させることによって円管下部から粒子を含んだ流体を吸い込み、ノズル上部から容器内に噴流を発生させる仕組みとなっている。粒子の比重は 1.03 であり、噴流は鉛直上方に向かうため、水槽内では流体より比重の大きい粒子が循環し、時間の経過とともに混相流の粒子濃度の値はほぼ一定になる。円管ノズル上方に吹き出した混相流は、高さ H の位置に設置されたアクリル壁面に垂直に衝突する。衝突壁面に衝突した流体は容器内を循環し、ノズル下部に設置されてあるプロペラが作る流れによって吸い込まれ、再びノズルから噴出される。実験では高さ H を 80mm, 160mm, 240mm の 3 種類、従って H/D の比率を $H/D = 10, 20, 30$ と変化させた条件を設定した。計測は粒子濃度が定常状態に達してから行われた。

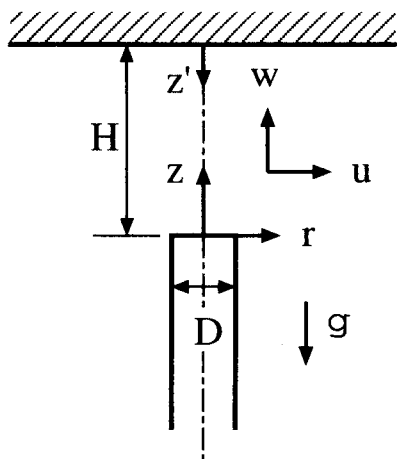


図- 1 座標系及びノズル上部の概略図

図-1に示すように、座標系は、ノズル先端から鉛直上向きに z 軸を、噴流中心軸から半径方向に r 軸をとる。 z 方向と r 方向の平均速度成分をそれぞれ w, u とし、変動速度成分の rms 値を、 $(\cdot)$ をつけて表す。下付記号 f は液相成分を表す。また、下付記号 0 と m はそれぞれ、ノズル出口の中心における速度成分と、水平断面内における速度成分の最大値を表す。

固体粒子には、粒子径が 1.05mm で比重が 1.03 の球形エチレンビーズを使用した。粒子径はほぼ均一で、その標準偏差は 0.06mm である。粒子体積濃度 c は 0.0%(単相流), 0.08%, 0.13% に設定し、この 3 種類の濃度について計測を行った。粒子体積濃度の測定は、粒子が落下する場所にスリット光をあて、一定面積の領域を通過する粒子の数を測定することによって、単位時間あたりに噴出される粒子の体積を計算し、その値を流量で除して求めた。

表-1と表-2に実験条件を示す。計測は、単相流(case-S1 ~ S3)と混相流(case-T1 ~ T4)とでプロペラの回転数を変えず、ほぼ同じレイノルズ数のもとで行った。

表 1 実験条件 (単相流)

case	S1	S2	S3
H/D	10.0	20.0	30.0
$w_0\text{ (m/s)}$	0.24	0.24	0.24
$c\text{ (%)}$	0.0	0.0	0.0
$Re\text{ (}w_0D/\nu\text{)}$	1,920	1,920	1,920

表 2 実験条件 (混相流)

case	T1	T2	T3	T4
H/D	10.0	20.0	30.0	10.0
$w_{f0}\text{ (m/s)}$	0.21	0.21	0.21	0.20
$c\text{ (%)}$	0.08	0.08	0.08	0.13
$Re\text{ (}w_{f0}D/\nu\text{)}$	1,680	1,680	1,680	1,600

(2) 計測方法

本実験では、出力 5W の Ar-ion レーザードップラー流速計 (LDA) を用いて、液相瞬間速度の軸方向成分と半径方向成分を計測した。本実験で使用した LDA 計測システムは、出力 5W の Ar-ion レーザーとカウンタータイプの信号処理機から成り立っている。レーザープローブは、コンピューター制御が可能な自動トラバース装置に取り付けられている。この自動トラバース装置を用いて、レーザープローブを 1/100mm の精度で動かし、流速分布を計測した。なお、本実験では、固体粒子の粒径がレーザーの測定体積より著しく大きいため、固体粒子の信号の一部はノイズとしてあらかじめ除去されること、さらに粒子濃度が十分低いため信号が入る頻度は少ないことから、固体粒子信号の計測値への影響は無視できると考えた。サンプリング時間は 60 秒とし、0.01 秒の時間間隔で瞬間速度の時系列データを取得した。時系列の欠損区間は、線形補間法によって内挿した。

3. 実験結果と考察

(1) 平均速度分布

図-2に、3種類の H/D における中心軸上の平均速度分布を示す。図-2に記されている黒いシンボルは単相流の各ケースを表し、白抜きのプロットは混相流 ($c = 0.08\%$) の各ケースを表す。 w^* は、速度を各ケースのノズル出口における速度で除して無次元化したものである。

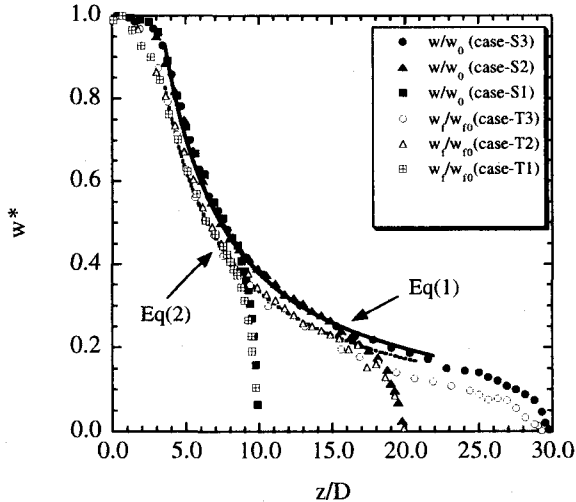


図-2 中心軸上の軸方向平均速度分布 (速度を各相の出口速度によって無次元化)

単相流 (case-S1 ~ S3) と混相流 (case-T1 ~ T3) の両ケースにおける各データは、それぞれ以下の関係式 (1), (2) に従い、逆数を取ると一定の直線上に乗ることから、この領域は、一般の円管噴流における自由噴流領域に相当する。

$$w^* = 4.1 / (0.82 + z/D) \quad (1)$$

$$w^* = 3.6 / (0.76 + z/D) \quad (2)$$

これらの領域では、 w^{*-1} が z/D に対して線形関係を持つが、その係数は両ケース間で異なっており、混相流の液相速度 w_f/w_{f0} の減衰は、単相流の液相速度 w/w_0 よりも大きい。本実験の混相流では、流体が 1.0 より大きい比重を持つ固体粒子から粘性抵抗を受けるため、速度の減衰が引き起こされる。このため、図-2に示すように単相流と混相流の実験結果の相違が生じたと考えられる。

また、円管は十分長い直管であるため、円管内で境界層の発達した流れとなり、ノズル出口上にはポテンシャルコアは明瞭には形成されない。このため、各相ともにノズル出口近傍から速度が減少し始めていることが図-2から確認できる。各ケースにおいて、壁面近傍領域では、衝突面の影響により速度の軸方向成分が急激に減少している。

次に、水平断面上の平均速度分布を図-3に示す。図-3における各分布は、自由噴流領域内 ($z/D = 5.1$) で得られた結果である。 w^{**} は、水平断面上の各相の軸方向平均速度を中心軸上における最大速度値によって無次元化した速度成分である。半径方向距離は b によって無次元化している。 b は半値幅、すなわち、水平断面上の軸方向速度が最大速度値の 1/2 となる時の中心軸からの距離 r の値である。図-3の結果から、全ての速度成分は、自由噴流領域において成り立つ以下の関係式 (3) に従っていることが分かる。

$$w^{**} = \exp[-0.693(r/b)^2] \quad (3)$$

この結果は、自由噴流領域内では全てのケースにおいて、平均速度分布の自己相似性が成り立つことを意味している。なお、図-2 及び図-3 においては、case-T4 と case-T1 の流速分布に顕著な違いが見られなかったため、case-T4 の結果は図中に示していない。

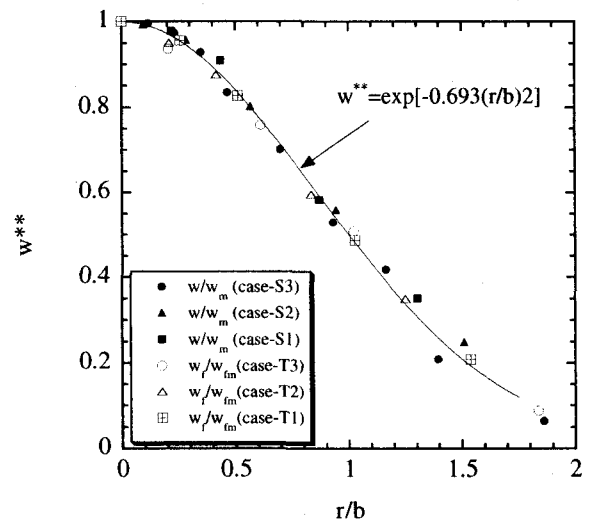


図-3 水平断面上の軸方向平均速度分布 (距離 r を半値幅 b によって無次元化)

(2) 速度変動強度分布

図-4は、中心軸上における軸方向の変動速度成分の rms 値をノズル出口上の平均速度によって無次元化した分布図である。混相流の各ケースにおける速度変動強度は、ノズル出口からすでに大きい値を示しているが、ノズルから離れるにしたがって w'_f/w_{f0} の値はさらに増加し、 $z/D = 4.0$ から 5.0 に達した時、最大値を示している。一方、単相流の各ケースでは、 w'/w_0 の最大値は 0.16 程度にとどまっている。これらの結果から、粒子を含む流れではノズル出口での乱れの増加に加えて、自由噴流領域においても、単相流に比べて乱れが増加することが明らかになった。特に、粒子体積濃度が大きい case-T4 ($c = 0.13\%$) の場合、粒子体

積濃度が小さいケースに比べて速度変動強度が大きい値を示している。

一方、中心軸上における半径方向の変動速度成分の rms 値を無次元化したものを図-5 に示す。図-4 と同様に、単相流の各ケースに比べて混相流の速度変動強度の方が大きい値を示している。

以上の実験結果より、粒子が介在することによって流れ場の両方向の乱れが増加することが分かった。また、粒子体積濃度の増加に応じて流れ場の乱れが増加することが明らかになった。

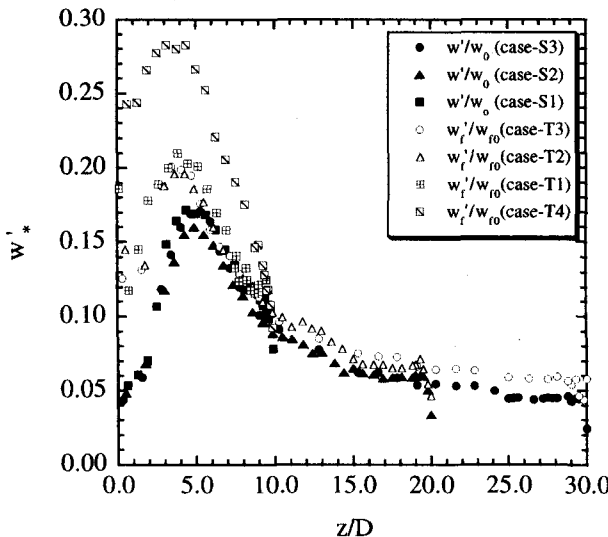


図- 4 中心軸上の軸方向速度変動強度分布

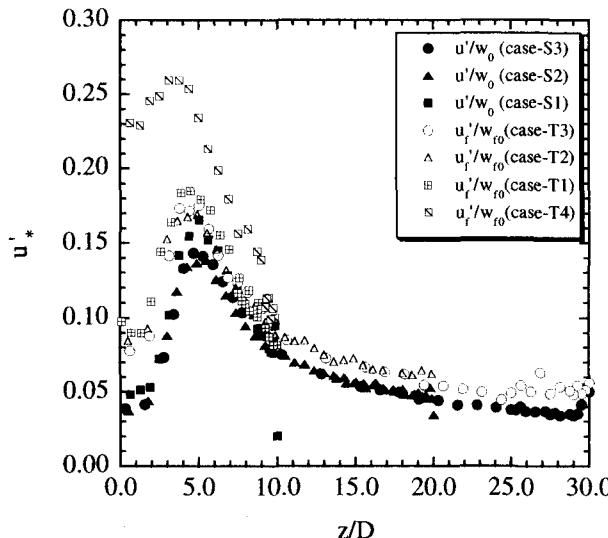


図- 5 中心軸上の半径方向速度変動強度分布

(3) 粒子長さスケールと乱れの変調効果について

流体の乱れエネルギーの散逸率 ϵ を、自由噴流領域 ($z/D = 4.0 \sim 7.5$) における軸方向変動流速のパワースペクトルから以下の方法で導出し、それをもとにコルモゴロフの長さスケール η を算出する。まず慣性小領域では、波数空間で定義されるスペクトル $E(k)$ は散逸率 ϵ と波数 k を用いて次式のように表される。

$$E(k) = C\epsilon^{2/3}k^{-5/3} \quad (4)$$

ここで C は、コルモゴロフの定数であり、流れの特性によらずほぼ 0.5 の普遍定数である⁷⁾ことが認められている。ここで、周波数空間で定義されるスペクトル $\phi(f)$ に対して、次式の凍結乱流仮説を用いる。

$$E(k) = \frac{w}{2\pi} \phi(f) \quad (5)$$

$$k = \frac{2\pi}{w} f \quad (6)$$

ここで、 w は平均流速である。(5) 式および (6) 式を (4) 式へ代入すると、時間領域における散逸率 ϵ は、

$$\epsilon = \left(\frac{\phi(f)}{C} \right)^{3/2} \left(\frac{2\pi}{w} \right) f^{5/2} \quad (7)$$

と表される。上式に基づき、実験によって得られた軸方向変動流速のパワースペクトルから、慣性小領域における $\phi(f)$ と f を求め、その位置における軸方向平均流速 w を代入して、流体の乱れエネルギーの逸散率 ϵ を算出した。一方、コルモゴロフの長さスケール η は、次式で定義される。

$$\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4} \quad (8)$$

この式に、先ほど導出した散逸率 ϵ と流体の動粘性係数 ν を代入し、 η を求めた。そして η に対する粒子径の比 d/η を算出したところ、case-T1 の自由噴流領域においては約 10.5、case-T4 では約 9.6 という値が得られた。菱田ら¹⁵⁾は固液混相流の実験結果において、 η よりも大きい粒子径を持つ粒子は流体の乱れを増進する傾向があることを示した。本実験で使用した固体粒子は、コルモゴロフの長さスケールの 10 倍程度の粒径を有するため、彼らの結果を考慮すると、流体の乱れを増加させる作用があると考えられる。上記で示した流速変動強度の実験結果はこれと一致する傾向にある。

(4) 波数空間における乱流構造

図-6、図-7、図-8 は、それぞれ case-S1 (単相流)、case-T1 ($c = 0.08\%$)、case-T4 ($c = 0.13\%$) における液相の軸方向変動速度成分から導出されたパワースペクトルを示している。速度成分は、自由噴流領域内

$z/D = 4.0 \sim 7.5$ にある中心軸上の点において計測したものである。図-6に描かれている太線は、Pao¹⁶⁾が、十分に大きいレイノルズ数を持つ完全発達乱流場において提案した理論曲線である。無次元化された波数 k_* とパワースペクトル E_* は、以下のように定義される。

$$k_* = k\eta = k(\nu^3/\epsilon)^{1/4} \quad (9)$$

$$E_* = \frac{E}{(\epsilon\nu^5)^{1/4}} \quad (10)$$

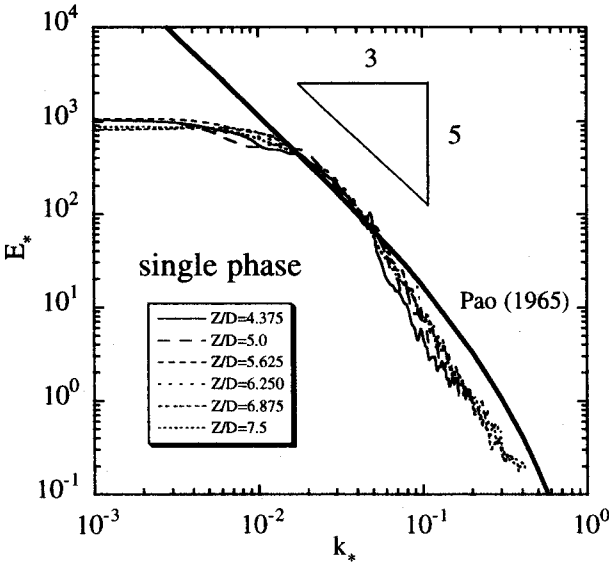


図-6 自由噴流領域における軸方向変動流速のパワースペクトル分布 (case-S1 : 単相流)

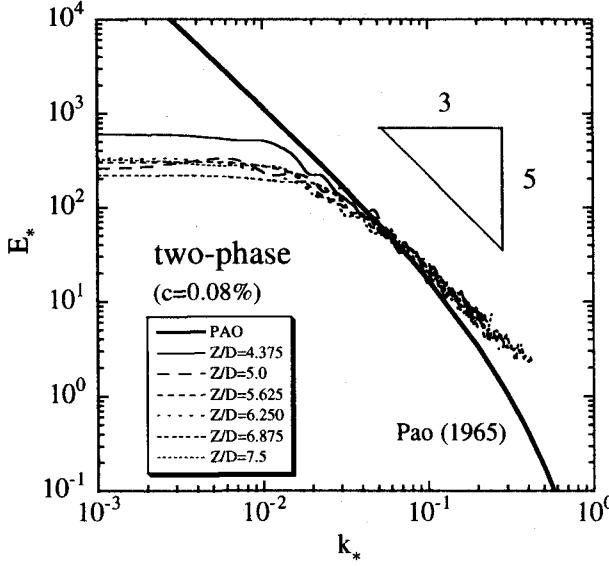


図-7 自由噴流領域における軸方向変動流速のパワースペクトル分布 (case-T1 : $c=0.08\%$)

図-6、図-7、図-8から、単相流および混相流のすべての結果において慣性小領域の存在が確認できる。また、

単相流 (case-S1) と比べて混相流の各ケース (case-T1, T4) では、パワースペクトルの高波数成分が増加していることが分かる。

図-7に示されている case-T1 の結果では、 $-5/3$ 乗則が成り立つ慣性小領域が高波数領域へ拡大しており、Paoの理論式と比較して高波数領域におけるエネルギー Spektrums 的減衰が小さい。固体粒子の粒径は、 $k_* \approx 10^{-1}$ のスケールに相当するが、この領域において粒子から発生する後流により、流体の乱れが発生しているためと推測される。一方、さらに粒子濃度を高くした場合の case-T4 では、図-8に示されるように、粒子濃度が低い case-T1 と比べて高波数領域における乱れが抑制されており、Paoの理論式とよく一致する分布となった。粒子濃度がある値以上になると、高波数領域の流体の乱れが抑制される傾向があることが示唆される。この原因としては、粒子表面の境界層の影響などが考えられるが、現時点では明確ではなく、今後の検討が必要である。

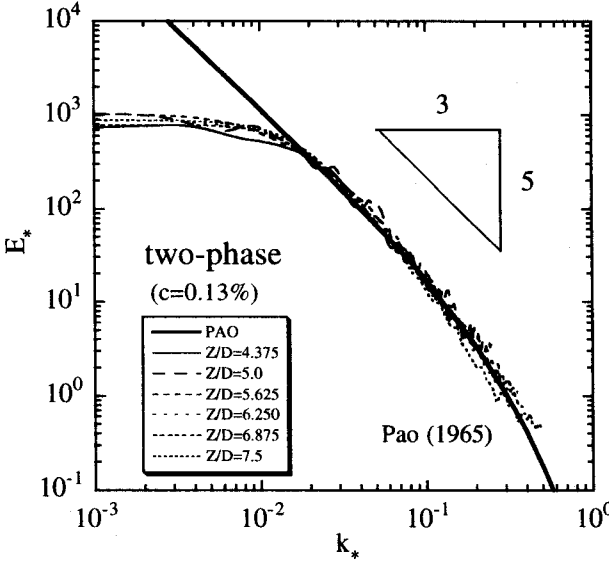


図-8 自由噴流領域における軸方向変動流速のパワースペクトル分布 (case-T4 : $c=0.13\%$)

単相流 (case-S1) と混相流 (case-T1, T4) のパワースペクトルの分布特性の違いを明確にするために、同波数において混相流から単相流のパワースペクトルの値を引いた結果を図-9に示した。図中の実線と点線は、それぞれ正の値と負の値を表している。すなわち、実線の部分は、単相流に対する混相流のパワースペクトルの増加分を表している。

図-9に示されているように、混相流のパワースペクトルは高波数領域で明らかに増加している。この領域 $k_* \approx 10^{-1}$ は、粒子長さスケール η/d に相当することから、粒子径がパワースペクトルを増大させる波数と密接な関係を持っていることが分かる。

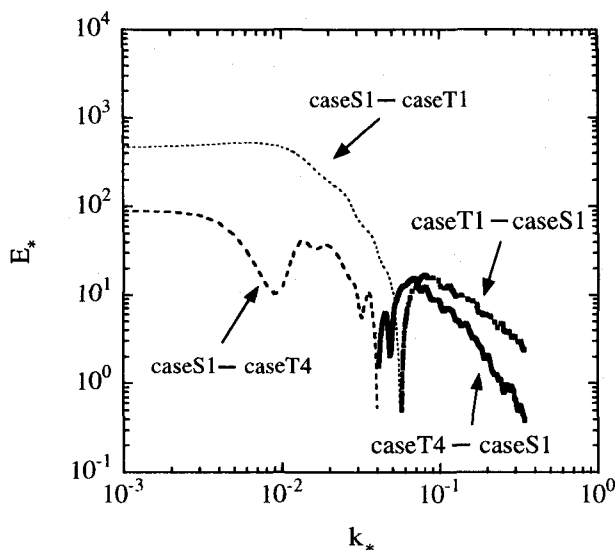


図-9 単相流と混相流のパワースペクトルの差

また、本報の実験結果では、パワースペクトルが主に高波数領域でのみ増加している。菱田らは、固液混相流の実験¹⁵⁾において、コルモゴロフスケールより大きい粒子が介在する時は、スペクトルの高波数領域と低波数領域でエネルギーが増加することを示したが、本実験では低波数領域でのエネルギー増加は見られなかった。

4. おわりに

本報では、レーザードップラー流速計 (LDA) を用いて、比重が大きい粒子を含んだ鉛直上方に向かう衝突噴流の乱流特性を詳細に計測した。本実験では、粒子径は、コルモゴロフスケールの約 10 倍程度であり、このような大粒径の粒子が介在することにより、流れ場の軸方向および半径方向の乱流強度が増加することが明らかとなった。また、粒子体積濃度の増加に応じて流れ場の乱れが増加することが示された。一方、波数空間においては、単相流の場合と比較して、混相流では慣性小領域が高波数側へ拡大することが確認された。この拡大した領域は、粒子長さスケールに相当することから、粒子粒がパワースペクトルを増大させる波数と密接な関係を持つと考えられる。また、粒子濃度がある値以上になると、高波数領域の流体の乱れが抑制される傾向があることが示された。このような波数空間における乱流変調のメカニズムを明らかにするため、今後詳細な実験を行い検討を進める予定である。

最後に、本研究を遂行するにあたり協力していただいた京都大学地球工学科四回生奥山洋平君に感謝の意を表する。

参考文献

- 1) 舩井和朗, 神野健二, 上田年比古. レーザ流速計を用いた固液 2 相流の乱れの特性に関する実験的研究. 水理講演会論文集, Vol. 29, pp. 763-768, 1985.
- 2) 川本敏道, 舩井和朗, 神野健二, 上田年比古. 固液 2 相流における乱れスペクトルの変形について. 水理講演会論文集, Vol. 30, pp. 643-648, 1986.
- 3) 中島靖, 舩井和朗, 神野健二, 上田年比古, 末松健二. 固体粒子と流体の相互作用による固液 2 相流の乱れ構造の変化. 水理講演会論文集, Vol. 31, pp. 599-604, 1987.
- 4) 楊永荻, 平野宗夫, 木本大介. ADV を用いた固液二相管流の乱流構造に関する実験的研究. 水工学論文集, Vol. 40, pp. 819-824, 1996.
- 5) 小松利光, 山口正久, 朝位孝二, 榊利博. 固液混相流の乱れ特性に関する研究. 水理講演会論文集, Vol. 33, pp. 601-606, 1989.
- 6) G. Hetsroni. Particles-turbulence interaction. *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15, No. 5, pp. 735-746, 1989.
- 7) R. A. Gore and C. T. Crowe. Effect of particle size on modulating turbulent intensity. *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15, No. 2, pp. 279-285, 1989.
- 8) C. B. Rogers and J. K. Eaton. The effect of small particles on fluid turbulence in a flat-plate, turbulent boundary layer in air. *Phys. Fluids A*, Vol. 3, pp. 928-937, 1991.
- 9) J. D. Kulick, J. R. Fessler, and J. K. Eaton. Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow. *J. Fluid Mech.*, Vol. 277, pp. 109-134, 1994.
- 10) Y. Tsuji, Y. Morikawa, and H. Shiomi. Ldv measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe. *J. Fluid Mech.*, Vol. 139, pp. 417-434, 1984.
- 11) K. D. Squires and J. K. Eaton. Particle response and turbulence modification in isotropic turbulence. *Phys. Fluids A*, Vol. 2, pp. 1191-1203, 1990.
- 12) S. Elghobashi and G. C. Truesdell. On the two-way interaction between homogeneous turbulence and dispersed solid particles. 1: Turbulence modification. *Phys. Fluids A*, Vol. 5, pp. 1790-1801, 1993.
- 13) 牛島省, 榊津家久, 長谷直子. 大粒径粒子を含む衝突噴流の乱流特性に関する実験的研究. 応用力学論文集, Vol. 4, pp. 565-572, 2001.
- 14) S. Beltaos and N. Rajaratnam. Impinging circular turbulent jets. *J. Hydraulics Division*, Vol. 10, pp. 1313-1328, 1974.
- 15) 菱田公一, 半澤明, 榊原潤, 佐藤洋平, 前田晶信. 固液二相矩形管内流の乱流構造 (第 1 報, DPIV による流れ場の測定). 日本機械学会論文集, Vol. 62, No. 593, pp. 18-25, 1996.
- 16) Y. H. Pao. Structure of turbulent velocity and scalar fields at large wavenumbers. *Physics of Fluids*, Vol. 8, No. 6, pp. 1063-1075, 1965.

(2001. 10. 1 受付)