

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

Turbulence Modification in Impinging Jets Laden with Large Particles

牛島 省*・瀬津 家久**・長谷 直子***

Satoru USHIJIMA, Iehisa NEZU and Naoko HASE

*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)

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

***学生員 京都大学大学院工学研究科 修士課程 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

The turbulence structure of the liquid-solid jet flows impinging on a flat plate has been experimentally investigated with Particle Image Velocimetry (PIV) system and Laser Doppler Anemometer (LDA). The diameter of the particles, $d = 1.05\text{mm}$, is nearly ten times as large as the Kolmogorov length scale in the free jet region apart from the plate. It has been confirmed that the turbulent intensity in the carrier fluid has been enhanced due to the effect of the large-scale particles. The increase of power spectra has been clearly found in the high wavenumber range. The turbulence modification due to the large particles still remains in near-wall regions.

Key Words : Liquid-Solid Flow, Impinging Jet, Turbulence Modification, PIV, LDA

1. はじめに

固体粒子を含む液体あるいは気体の流れの乱流構造は、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、流体の乱れが増加することを示唆した。ここで u_r , d , ν はそれぞれ、相対速度 ($u_f - u_p$)、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、 $d/l_e \leq 0.1$ の場合に流れ場の乱れが抑制され、 $d/l_e \geq 0.1$ の場合に乱れが増加するとして、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⁾、や Kulick et al.⁹⁾らが、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が増加することを示した。その一方で、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た。

等方性二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確認した。しかし、Elghobashi and Truesdell¹²⁾は同様の等方性二相乱流の 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、乱れが生成されることを示した。

このように、固気混相流や固液混相流に関する研究は、従来から多く行われてきたが、乱れの変調効果に関しては、未だに多くの問題が解明されずに残っている。とりわけ、粒子を含む噴流が上部の壁に衝突する領域 (以下、壁面近傍領域と呼ぶ。) での挙動については、サンドエロージョン問題など様々な工学的問題において重要であるにもかかわらず、十分な研究がなされていない。

そこで本研究では、固液混相衝突噴流の乱流計測を、自由噴流領域から壁面近傍領域に至るまで詳しく行い、固体粒子群と乱流との相互干渉メカニズムを解明することを目的とする。LDA を用いて液相の速度を、PIV を用いて固相の速度を面的かつ時系列的に測定することにより、固体粒子群が乱流構造に及ぼす影響を実験的に検討した。

2. 実験方法

2.1 実験装置及び実験条件

本実験で使用した実験装置における座標系とノズル上部の概略図を図-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。装置には、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。このように、水槽内で流体より比重の大きい粒子を循環させて定常流況をつくるため、噴流を鉛直上向きに設定している。円管のノズルから上方に吹き出した混相流は、 $H/D = 10.0$ 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。計測は粒子の噴出量が定常状態に達してから行われた。

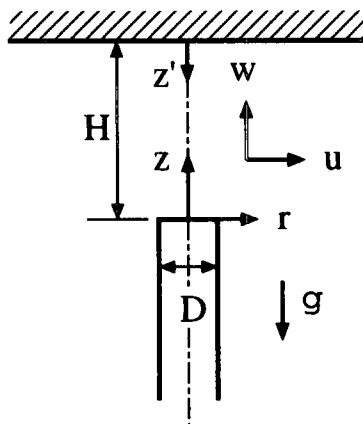


図-1 座標系及びノズル上部の概略図

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 と p はそれぞれ液相成分と固相成分を表す。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、 0.13% とした。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、単位時間あたり一定体積に落下する粒子の数を測定することで単位時間あたりに噴出される粒子の体積を計算し、その値を単位時間あ

たりの流量で除して求めた。

表-1に実験条件を示す。計測は、単相流 (case-S1) と混相流 (case-T1) 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

	case-S1	case-T1
w_0 (m/s)	0.25	—
w_{f0} (m/s)	—	0.20
w_{p0} (m/s)	—	9.0×10^{-2}
c (%)	0.0	0.13
$Re (w_0 D/\nu, w_{f0} D/\nu)$	2000	1,600

2.2 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レーザとカウンタタイプの信号処理機から成り立っている。レーザプロブは、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、レーザプロブを $1/100\text{mm}$ 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、固体粒子により発生する信号の計測値への影響は無視できると考えた。また、レーザビームを横切る粒子濃度も十分低いため、これによる影響も無視できると考えた。計測時間は60秒であり、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。

また、画像処理流速計 (PIV) を用いて、固体粒子速度を計測した。この装置は、画像処理ボードに入力した2時刻の可視化画像を抽出し、この2時刻の画像に対して2値化処理を行い濃度相関法により、可視化画像の任意の点における速度を計測するものである。相関を計算する際には、新たに画像中に入ってきた粒子の影響をなくすために、画像の端に位置する固体粒子をデータから取り除く処理を行った。光源としては、2つのパルスでレーザライトシートのを発生させるダブルパルスNd:YAGレーザを用い、決められた時間間隔 Δt ごとに固体粒子の可視化画像を抽出した。本実験では $\Delta t = 133 \times 10^{-3}$ 秒として可視化画像を抽出した。可視化画像取得のためのCCDカメラとしては、Kodak Mega Plus Model ES1.0 (有効画素数 1016×1008 画素) を用いた。

3. 実験結果及び考察

3.1 平均速度分布

図-2と図-3に中心軸上の平均速度分布を示す。図-2に記されている w^* は、速度を各相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。case-S1とcase-T1の両ケースは、それぞれ以下の関係式(1),(2)に従い、自由噴流領域の存在が確認できる。

$$w^* = 4.2 / (0.76 + z/D) \quad (1)$$

$$w^* = 2.2 / (-1.4 + z/D) \quad (2)$$

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。上記の結果を考慮して、以下においては、 $4.0 \leq z/D \leq 8.0$ の範囲を自由噴流領域と定義する。

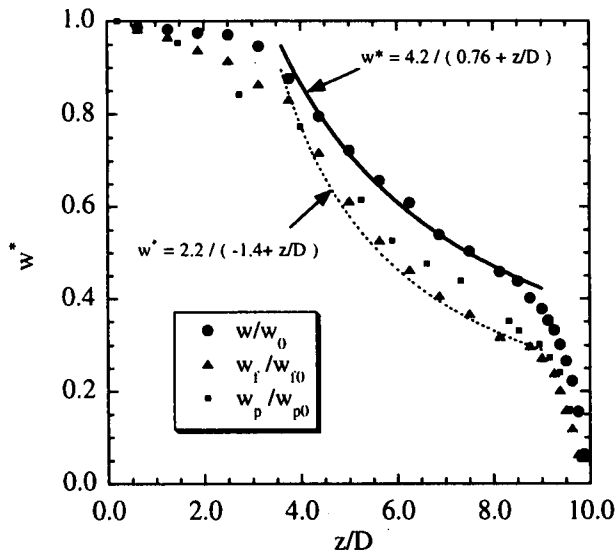


図-2 中心軸上の軸方向平均速度分布（速度を各相の出口速度によって無次元化）

混相流では、連続相が1.0より大きい比重を持つ固体粒子から鉛直下向の抗力を受けるため、速度の減衰が単相流の場合より大きいと考えられる。上記の実験結果に見られる傾向は、このような粒子の抗力の影響が無視できないものであることを示している。壁面近傍領域 $z/D \geq 8.0$ では、衝突壁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。

図-3は、中心軸上の各相の平均速度を単相流液相のノズル出口における速度 w_0 によって無次元化した結果である。この図では各相の速度差を比較検討するため、各相の速度を一律に w_0 の値で除した。今回の実験

条件においては、単相流の液相速度 w/w_0 が最も大きく、続いて混相流の液相速度 w_f/w_0 、混相流の固相速度 w_p/w_0 の順に速度が小さくなる。

混相流の固相速度 w_p/w_0 は、単相流の液相速度 w/w_0 の半分以下である。混相流の液相速度 w_f/w_0 は、速度の遅い固体粒子により鉛直下向きの抗力を受け、単相流の液相速度 w/w_0 より小さくなったと考えられる。また、円管は収縮区間がないため、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が形成されない。このため、各相ともにノズル出口から速度が減少し始めていることが図から確認できる。

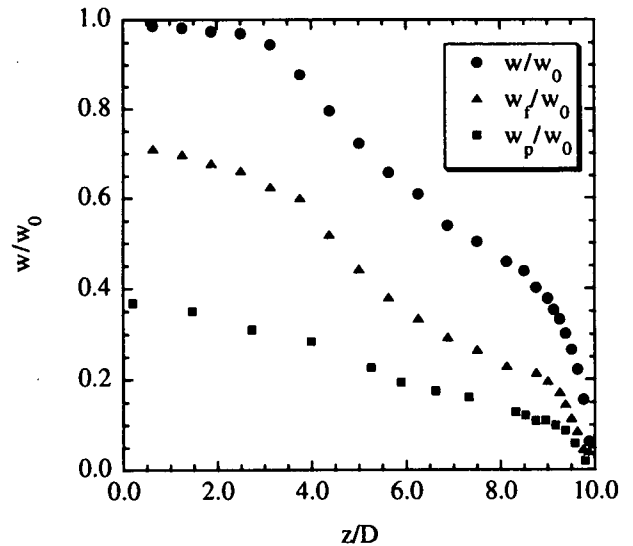


図-3 中心軸上の軸方向平均速度分布（速度を単相流液相の出口速度 w_0 によって無次元化）

図-4と図-5に水平断面上の平均速度分布を示す。 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。図-4における各分布は、case-S1では $z/D = 6.4$ 、case-T1では $z/D = 7.0$ 、いずれも自由噴流領域内で得られた分布である。図-4では、中心軸からの半径方向距離は 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。従って、 $r/b = 1.0$ の時 $w^{**} = 0.5$ となる。図-4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

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

に従っていることが分かる。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。固体粒子の速

度分布についても、同様の関係が成り立つことに注目されたい。

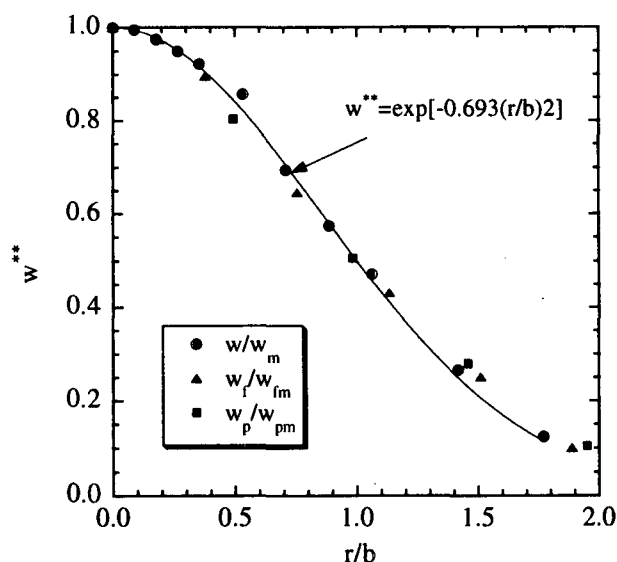


図-4 水平断面上の軸方向平均速度分布（距離 r を半値幅 b によって無次元化）

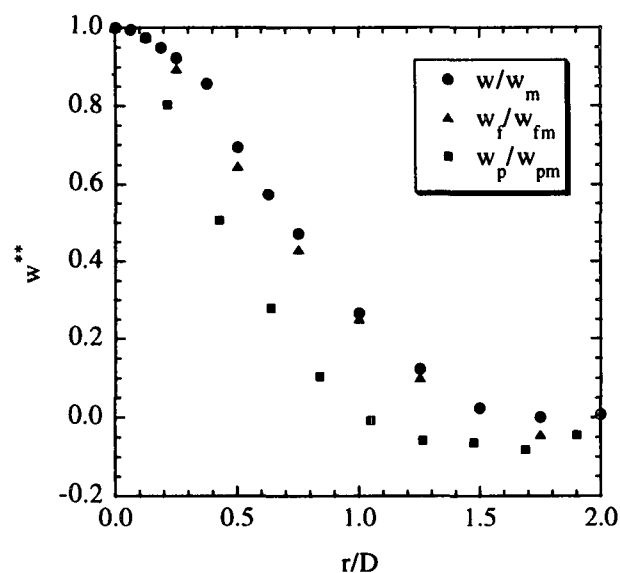


図-5 水平断面上の軸方向平均速度分布（距離 r をノズル内径 D によって無次元化）

図-5 は、中心軸からの半径方向距離 r をノズル内径 D によって無次元化した平均速度分布図である。固相速度 w_p/w_{pm} は、液相速度に比べて r 方向の速度の減衰が大きいことが分かる。

次に、PIV システムによって取得された固体粒子の平均速度分布を図-6 に示す。各点の速度ベクトルは、壁面付近において撮られた約 5 千枚の画像から抽出した速度ベクトルを平均化して得た。その結果、中心軸に対する対称性が確認されたため、左右のベクトルを平均化して図-6 に示した。図の上部に示されている凡例は、流速 0.1 m/s の速度ベクトルを表す。壁面衝突領域では、中心軸付近でよどみ部分がある一方で、壁面衝突領域外では、半径方向の速度成分が加速している。

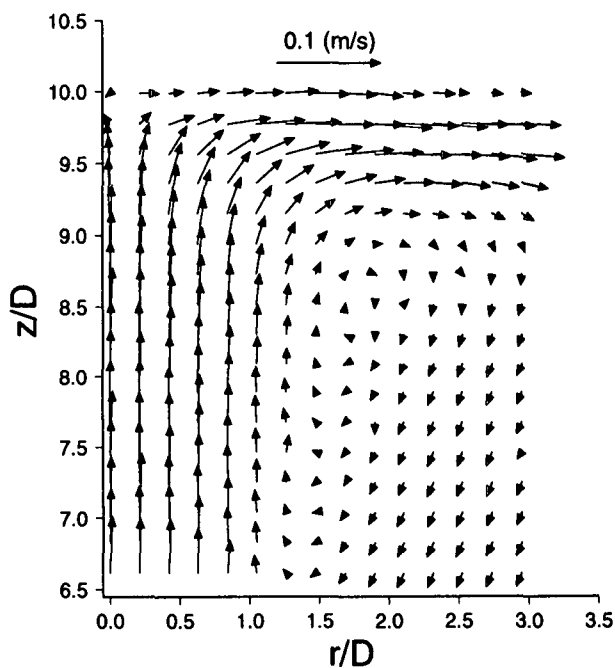


図-6 PIV によって取得された固体粒子の平均速度分布

3.2 速度変動強度分布

図-7 は、中心軸上の変動速度成分の 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。case-T1 の速度変動強度は、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 u'_f/w_{f0} と w'_f/w_{f0} の値はさらに増加し、 $z/D = 3.0$ to 4.0 に達した時最大値 $0.26 \sim 0.28$ を示している。一方、case-S1 では、 u'/w_0 と 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、混相流液相ではノズル出口において既に単相流液相より乱れが増加することに加えて、自由噴流領域においても単相流液相より乱れが増加することが明らかになった。

図-8 は、水平断面上の速度変動強度分布を示している。各分布は、図-4 と同じ断面で得られた分布であり、いずれも自由噴流領域内にある。この図では、rms 値が中心軸上の最大平均速度値によって無次元化されている。中心軸付近 $0.0 \leq r/b \leq 0.15$ で、混相流液相の

速度変動強度 u'_f/w_{fm} , や w'_f/w_{fm} の方が, 単相流液相の速度変動強度 u'/w_m , や w'/w_m より大きいことが分かる。

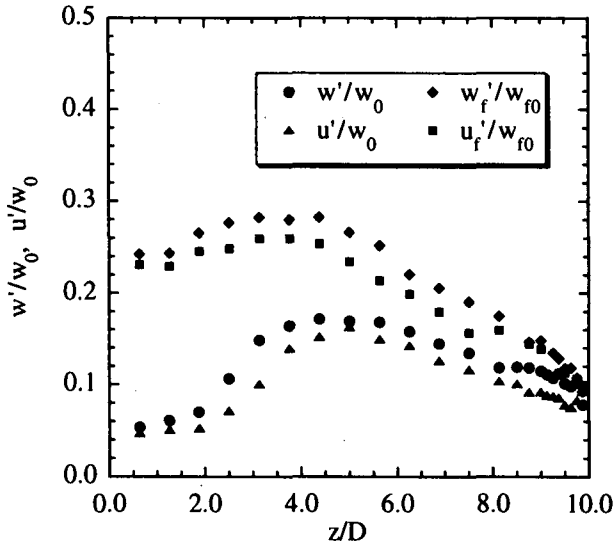


図-7 中心軸上の速度変動強度分布

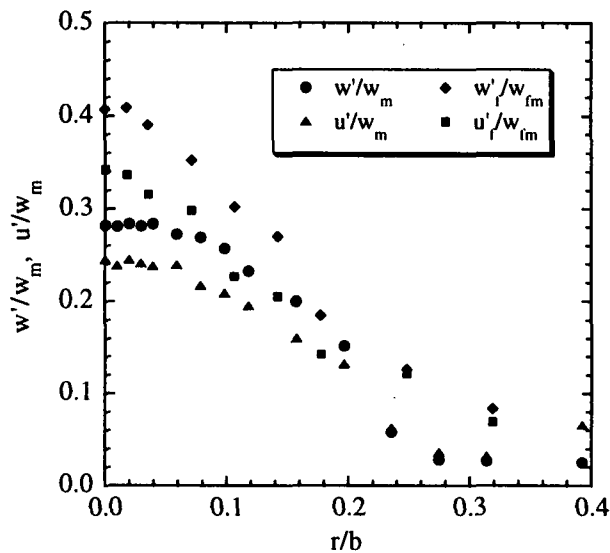


図-8 水平断面上の速度変動強度分布

図-7 及び図-8 の実験結果より, 粒子が介在すると自由噴流領域において流れ場の両方向の乱れが増加することが明らかとなった。

3.3 粒子レイノルズ数と長さスケールについて

本実験では, 粒子と流体の相対速度 $w_r (= w_f - w_p)$ の平均値は, 自由噴流領域において約 70 mm/s である。粒子レイノルズ数は, 次式

$$Re_p = w_r d / \nu \quad (4)$$

によって定義され, 本実験では約 73 と算出された。前述したように Hetsroni⁶⁾ は, $Re_p \geq 110 \sim 400$ の場合, 粒子は流れ場の乱れを増加させることを示唆したが, 本実験では $Re_p = 73$ であり, Hetsroni によって示された値よりも若干小さいにもかかわらず, 明らかに流れ場の乱れが増加する結果が得られた。

次に, 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。

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

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, 次の凍結乱流仮説を用いる。

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

ここで, w は平均流速である。(5) 式と (6) 式から, 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は, 以下の式によって表される。

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

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, コルモゴロフの長さスケール η を決定した。そして η に対する粒子径の比 d/η を算出したところ, 自由噴流領域で

$$d/\eta = 9.6 \quad (9)$$

という結果が得られた。菱田ら¹³⁾ 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ている。彼らの結果から見ると本実験で使用した固体粒子は, 流体の乱れを増加させる「大きい粒子」に分類される。

3.4 波数空間における乱流構造

図-9と図-10はそれぞれ、単相流と混相流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。散乱粒子の位相差に起因する高周波数ノイズは、ハイカットフィルターによりあらかじめ除去した。図-9に描かれている太線は、Pao¹⁴⁾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。

$$k_* = k\eta = \frac{k}{(\nu^3/\epsilon)^{1/4}} \quad (10)$$

$$E_* = \frac{E}{(\epsilon\nu^5)^{1/4}} \quad (11)$$

図-9と図-10から、単相流と混相流の両分布図において慣性小領域の存在が確認できる。また、単相流と比べて混相流では、パワースペクトルの高波数成分が増加している。

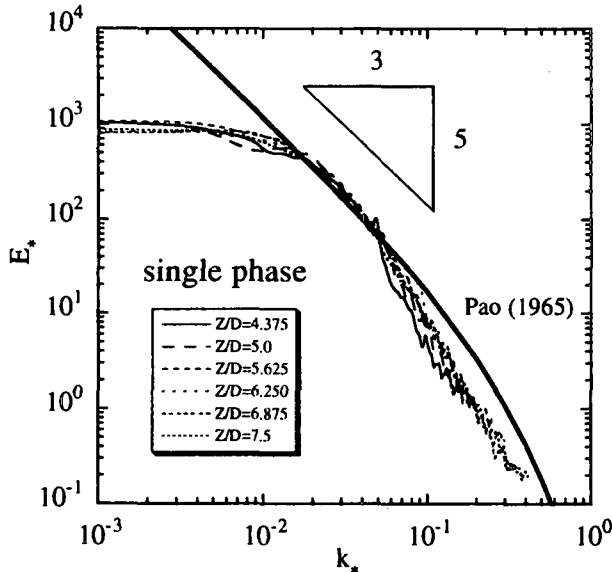


図-9 自由噴流領域における軸方向変動流速のパワースペクトル分布 (単相流)

図-9と図-10に見られたような、単相流と混相流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、それぞれのパワースペクトル $E_*(k_*)$ および $E_{*f}(k_*)$ に対して、 $E_{*f}(k_*) - E_*(k_*)$ を計算し、その結果を図-11に示した。図中の実線と点線は、それぞれ $E_{*f}(k_*) - E_*(k_*)$ が正の値と負の値であることを示す。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に相当する。図-11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。この増加が見られる波数領域は、 $k_* \approx 10^{-1}$ を中心に分布している。この k_* は、粒子の長さスケール $k_* = \eta/d$ に相当することから、粒子スケールが、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。

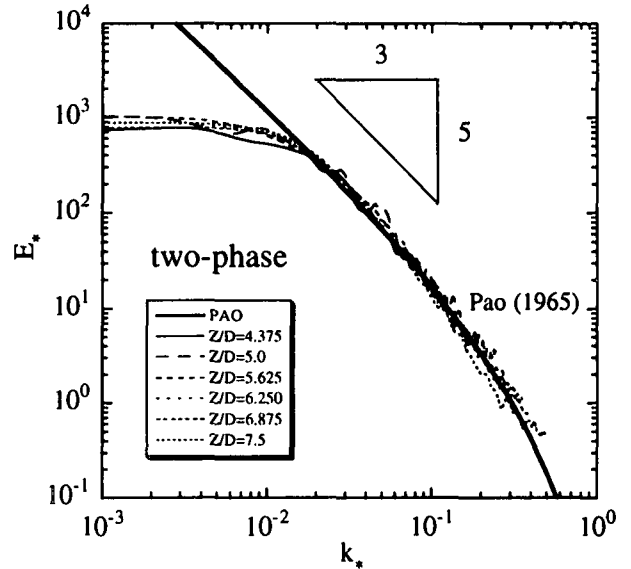


図-10 自由噴流領域における軸方向変動流速のパワースペクトル分布 (混相流)

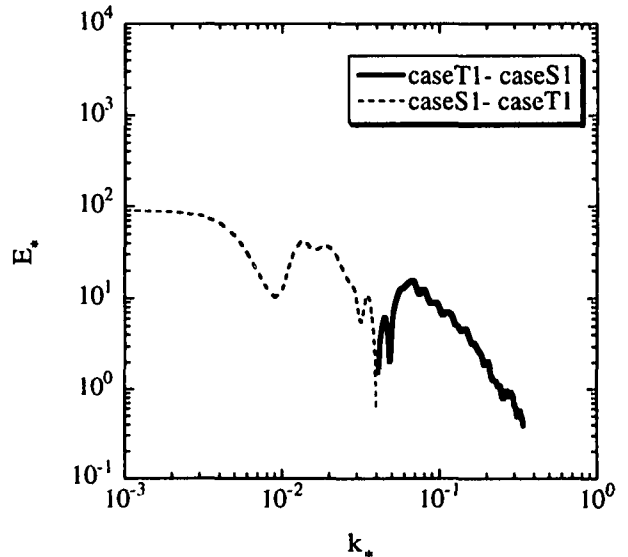


図-11 単相流と混相流のパワースペクトルの差

さらに注目すべきことは、パワースペクトルが主に高波数領域で増加したという点である。菱田らは、固液混相水路流の実験¹³⁾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。この点に関しては、今後、詳細な実験を重ねて検討していく予定である。

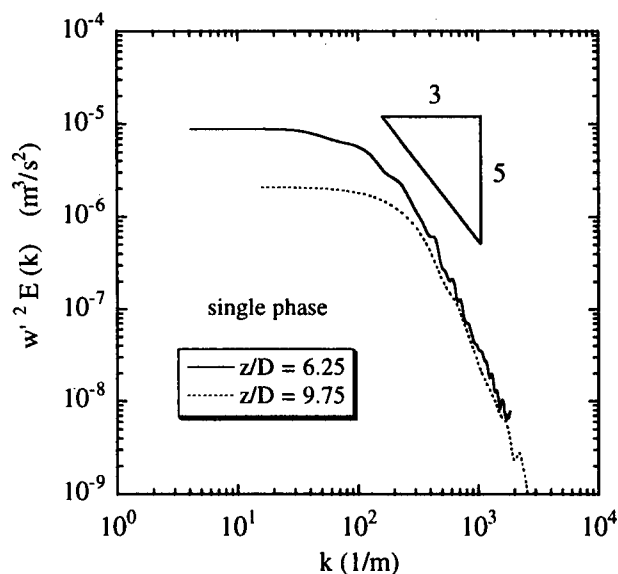


図-12 壁面近傍と自由噴流領域のポワースペクトル分布 (単相流)

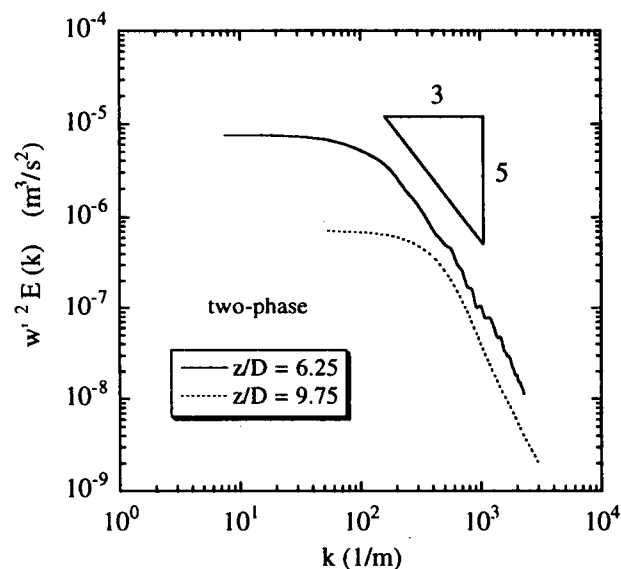


図-13 壁面近傍と自由噴流領域のポワースペクトル分布 (混相流)

図-12と図-13はそれぞれ、単相流と混相流の両ケースにおいて、壁面近傍 ($z/D = 9.75$) と自由噴流領域

($z/D = 6.25$) のポワースペクトル分布を比較している。壁面近傍の方が自由噴流領域よりもポワースペクトルが減少することが、図-12と図-13の両方の図から確認できる。

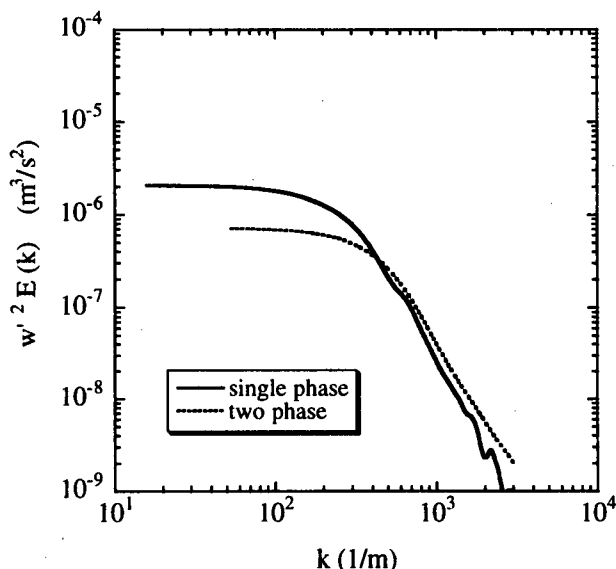


図-14 壁面近傍のポワースペクトル分布 (単相流と混相流の比較)

ここで、特に壁面近傍のポワースペクトル分布に着目するため、図-14に、単相流と混相流における壁面近傍 ($z/D = 9.75$) のポワースペクトル分布を示す。混相流の速度変動強度は、図-7で示されているように、衝突壁面に近づくにつれて単相流の速度変動強度との差が減少している。しかし、図-14の結果から単相流と混相流のポワースペクトル分布を比較すると、壁面近傍においても自由噴流領域と同様に、混相流のポワースペクトルの高波数成分が増加していることが確認できる。これらの結果から、大きい粒子が介在することによって引き起こされる乱れの変調効果が、壁面近傍においても存在することが示された。

4. おわりに

レーザードップラー流速計 (LDA) と画像処理流速計 (PIV) を用いて、固液混相衝突噴流の乱流構造を実験的に解析した。その結果、コルモゴロフスケールより大きい粒子 ($d \simeq 10\eta$) が介在することにより、流れ場の両方向の乱流強度が増加し、波数空間においては、高波数領域で流速変動のポワースペクトルが増加することが確認された。また、壁面近傍においてもポワースペクトルの高波数成分の増加が確認された。この結果は、大きい粒子が介在することによって引き起こされ

る乱れの変調効果が、壁面近傍においても存在することを意味している。

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学部生奥山洋平君に感謝の意を表する。

参考文献

- 1) 粕井和朗, 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, 粕井和朗, 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, 粕井和朗, 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, 榑利博. 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) 菱田公一, 半澤明, 榑原潤, 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.
- 14) 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年4月20日 受付)