固液二相同軸噴流の乱流遷移に関する研究*

福田 和 磨^{*1}, 菱 田 公 一^{*2}, 前 田 昌 信^{*2}

Transition Process to Turbulence in a Solid-Liquid Two-Phase Confined Jet

Kazuma FUKUDA, Koichi HISHIDA and Masanobu MAEDA

The transition of an initially laminar two-phase confined jet has been studied experimentally and analytically. Time series velocity data of both phases were measured by LDV with particle size discrimination. The spectral evolution was discussed to clarify the transition mechanism. Two-phase jet properties were also analyzed using a new mathematical model based on the linear stability theory wherein the interaction force by solid particle motions was taken in account. The resulting eigenvalue problem of the modified Orr-Sommerfeld equation was solved numerically using expansions of Chebyshev polynomials and the modified LR matrix eigenvalue algorithm. The experimental results showed the energy transferred from the mean flow to the disturbance was suppressed in the two-phase flow and as a result, the transition to turbulence was delayed. The numerical analysis indicated that the temporal growth rate of disturbances decreased, and the stability of the flow was enhanced with increasing particle loading ratio.

Key Words: Multiphase Flow, Transition, Confined Jet, Instability, LDV

1. 緒 言

微粒子群が搬送流体中に混在する固気、固液、気液等の二相流は、燃焼炉における固体燃料の供給、燃焼炉、加熱炉、溶解炉等から発生するガス中に浮遊する粉塵の回収、さらに各種エンジンにおける燃料噴霧等多くの一般工業過程で見られ、これら二相流の流動特性を解析しその構造を明らかにすることは、各種工業システムの設計段階におけるその諸性能の的確な見積りを可能とし、その結果、燃焼効率や運転効率を高めることができる。しかし、二相流の流動特性は連続相である流体と分散相である固体粒子との相互作用が複雑なため、未だ詳細な知見を得るまでに至っていない。本研究は、極めて不安定な同軸噴流の層流から乱流への遷移過程における添加粒子の影響を実験的に調べるとともに、二相流の安定性に関する新たな数学的モデルを構築することを目的とした。

単相流の遷移現象の解析には、人工擾乱を与えスペクトル解析することにより擾乱間のエネルギーの輸送過程を調べるという方法がしばしば用いられる^{(1)・(5)}。

Miksad⁽⁶⁾は自由せん断層の遷移について実験的研究を行い、人工励起した基本擾乱のエネルギーが高調波、分数調波に分配される様子を示した。Mattinglyら⁽⁸⁾は、翼後流の遷移を非粘性線形安定性理論を用いて時間モード及び空間モードで解析し、空間モードの解析は実験結果と定量的に一致し、時間モードの解析をGaster変換して空間的な議論を行うとき、実験結果と定性的に一致することを示した。

一方、二相流に関する研究も工学的な興味から数多く行われている^{(9)・(11)}。しかし、その多くは添加粒子の挙動のみを対象としており、添加粒子が流動場に与える影響について言及するに至っていない。近年、レーザドップラ流速計に代表される測定技術およびその信号処理システムのめざましい発展にともない、流体と流体中に含まれる固体粒子の情報を同時に得ることができるようになってきた⁽¹²⁾。このような状況の中、Fleckhausら⁽¹³⁾は固気二相流、さらに、菱田ら⁽¹⁴⁾は固液二相流について実験的研究を行い、添加粒子が平均流から変動流への乱流エネルギーの輸送を減少させ、下流方向に発達する渦の成長を抑制することを示した。

二相流の安定性に関する研究は、最近ようやく注目を集めるようになってきた^{(15)・(17)}。Yangら⁽¹⁸⁾は、粒子の運動方程式を非粘性線形安定性理論に組み込んだモデ

* 原稿受付 平成5年4月7日。

^{*1} 学生員、慶應義塾大学大学院 (〒223 横浜市港北区日吉3-14-1)。^{*2} 正員、慶應義塾大学理工学部。

ルを用いて微小粒子を含む2次元せん断層および後流の安定性に関する研究を行い、粒子の存在が流動場を安定させることを示している。

本研究は、固液二相同軸噴流を実験系として取り上げ、平均流から変動流へのエネルギーの輸送が始まる層流から乱流への遷移過程($Re=1255$)を流動条件に選び、粒径を識別することが可能なLDVおよびDSP(Digital Signal Processor)により高速化された信号処理器を用い、流動場の時系列速度データを詳細に測定する。解析では单相および二相時の平均速度、変動速度および変動速度のスペクトルによって、添加粒子が遷移過程に与える影響について調べ、流体と粒子間の相互作用について考察を加える。また、数値解析では粘性項を含むNavier-Stokes方程式の外力項に粒子の運動方程式から導き出される項を評価し、これに線形安定性理論を適用して得られる拡張Orr-Sommerfeld方程式の固有値問題を解き、二相流動場における擾乱の時間増幅率を求め、その解析結果と実験結果を比較検討する。

おもな記号

- D_1, D_2 : 一次パイプ及び二次パイプ内径
 F_p : 単位体積当たりに働く
 粒子と流体間の相互作用力
 g : 重力加速度
 m_f : 粒子により排除された流体の質量
 m_p : 粒子の質量
 Re : レイノルズ数 $=U_1 D_1/\nu$
 U, V : X, Y 方向の平均速度成分
 u', v' : X, Y 方向の変動速度成分
 U_1, U_2 : 一次流, 二次流出口速度
 ΔU : $U_1 - U_2$
 U_c : X 方向の噴流中心軸上の平均速度
 X, Y : 座標軸
 α : 擾乱の波数
 ν : 動粘性係数
 ρ_f, ρ_p : 流体, 粒子の密度
 τ_f : 流体の特性時間スケール
 τ_p : 粒子緩和時間
 ϕ : 振幅関数
 ψ : 擾乱の流れ関数
 ω : 擾乱の振動数

2. 実験装置および方法

本研究で取り上げた実験流動場の概略図を図1に示す。流れは重力下方に流れる場合を取り上げている。座標系は、一次パイプ出口中心を原点として流れ方向

図1 実験流動場概略図

に X 軸、半径方向に Y 軸を設定した。噴流場は、中心軸を共有する内径 $D_1=14\text{mm}$ の一次パイプおよび内径 $D_2=100\text{mm}$ の二次パイプにより形成される。流速条件は、噴流出口で一次流中心速度 $U_1=0.18\text{m/s}$ 、二次流速 $U_2=0.05\text{m/s}$ である。このとき、一次流流速と一次パイプ内径に基づくReynolds数は $Re=1255$ で、噴流が混合開始点で層流であるようにした。実測された一次流の乱れは中心付近で1.7%であった。また、Craya-Curtet数は $Ct=2.5$ であり、噴流場に再循環領域が存在しないことが確かめられている。

二相時の添加粒子には、算術平均粒径 $180.3\mu\text{m}$ 、標準偏差 $18.5\mu\text{m}$ 、密度 2590kg/m^3 の球形ガラス粒子を用い、一次流上流部から体積混合比0.1%で添加した。また、作動流体には水を用い、液相の流速測定用トレーサには粒径 $1\mu\text{m}$ 程度のタルク粒子を使用した。

測定には2ビームLDVを用い、信号処理には本研究室で開発された劣化した信号に対して優位なDSP内蔵の処理器を用いた。粒子がLDVの測定体積を通過する際得られるドップラーバースト信号は、DSPシステムでFFT処理され、瞬時に速度情報に変換される。また、タイムカウンタを搭載していることから測定開始からの経過時間が得られ、さらに、粒子の散乱光の信号強度から添加粒子とトレーサ粒子を弁別することができる。本研究では、この測定システムを用いて両相の時系列速度データを同時に約7000個を収録し、平均で約1分間のデータより、平均速度、変動速度および変動速度のスペクトルを求めた。

3. 実験結果および考察

3・1 時系列速度データ 図2(a), 図2(b)に单相

図2 時系列速度データ

時および二相時において噴流中心軸上各断面で測定した時系列速度データを示す。単相時には、 $X/D_1=5$ 付近まで層流状態を保っているが、せん断領域で生成された擾乱が $X/D_1=8$ 以降で徐々に中心軸付近に到達し始め、さらに下流で乱れが徐々に乱雑化していくのがわかる。 $X/D_1=20$ では、流れの一樣化の作用を受けて乱れの度合いが小さくなっている。二相時にも流動場が下流で乱雑化する様子が示されている。粒子が流体よりも先行して落下しているのは、流動場が重力方向への下降流であるために、粒子の終端速度が流体の速度より大となるためである。下流領域のデータからは、先行する粒子の後を追って流体の速度も増加することがわかる。これは、本実験では、分散相と連続相の密度差の小さい固液二相流を取り上げたために、両相の相互作用が顕著に現れ、流体が粒子の影響を強く受けていることを示している。

3・2 平均速度分布 図3に単相時および二相時の流れ方向の平均速度分布を示す。縦軸は各相の個数平均速度、横軸は半径方向座標を表し、縦軸は一次流と二次流の平均の速度差 ΔU 、横軸は一次パイプ内径 D_1 で無次元化している。

一次流出口($X/D_1=0$)での平均流速分布は単相時お

図3 平均速度分布の流下方向変化

び二相時とも放物型になり、噴流が混合開始点で十分発達した層流であることを示している。

単相時には、噴流は $X/D_1=5$ まで $X/D_1=0$ の状態を維持し、それ以降徐々に発達している。すなわち、本噴流場は $X/D_1=5$ 以降で乱流への遷移が始まると推定できる。

図4 変動速度分布の流下方向変化

二相時には、 $X/D_1=0$ を含む全域で粒子と流体の間に速度差が生じていることがわかる。これは粒子を添加する位置が一次パイプ内上流部($X/D_1=-150$)で、粒子が一次パイプ出口に達するのに要する時間が粒子緩和時間に比べて十分大きいので、粒子の速度が既に終端速度に到達しているからである。さらに下流領域では、二相時の液相の速度が単相時に比べて噴流中心軸回りで大きくなっている。これは粒子が慣性力を持つために噴流の拡散にともなう流体の平均速度の急激な減衰について行けず、終端速度分よりもさらに先行して落下し、粒子と流体の密度差が小さいので流体が粒子に引きずられた結果である。

3・3 変動速度分布 図4に単相時および二相時の変動速度分布を示す。ここで各位置での平均流から変動流へのエネルギーの移送過程を論じるために、変動速度は各位置の平均流速と二次流との速度差 $U_c - U_2$ で無次元化する。

単相時には、 $X/D_1=0$ で乱れは少ないものの、 $X/D_1=5$ から8にかけて一次流と二次流のせん断領域付近で乱れが急激に増加している。ついで、 $X/D_1=10$ 以降では乱れは断面方向全域で増加し、さらに下流で徐々に落ちつき始める。これは、乱れのエネルギーが速度勾配の大きいせん断層で生成され、その後断面方向へ輸送される

(a) 平均速度分布

(b) 変動速度分布

図5 噴流中心軸上分布

ことを示している。

二相時には、単相時において乱れのエネルギーの増加が著しい $X/D_1=5$ から10にかけての乱れの増加が緩やかになっている。さらに、単相時に比べて乱れは全域的に減少している。これは、粒子の添加により平均流から変動流へのエネルギーの輸送が抑制されることを示しており、Fleckhausら⁽¹³⁾の固気二相噴流での実験と同様の傾向にある。

3・4 噴流中心軸上の平均速度と変動速度の下流方向の変化 図5(a)、図5(b)はそれぞれ噴流中心軸上の平均速度と変動速度の下流方向の変化を表す。平均速度は ΔU で、また、変動速度は $U_c - U_2$ で無次元化している。

平均速度は単相時、二相時も $X/D_1=8$ 付近まではほぼ一定値を有し、層流状態を維持している。 $X/D_1=8$ 以降は流速は急速に減少しているが、先述したように粒子の持つ慣性力のために、二相時では液相の流速の減少率は単相時に比べて緩やかである。このことは、粒子の運動エネルギーの減少分が流体の平均流のエネルギーに供給されたとも考えられる。すなわち、粒子の添加によって流体の持つ運動エネルギーが増加する。

変動速度は両相時も $X/D_1=8$ 付近まではほぼ一定であり、ポテンシャルコアが崩壊するまで層流を保っている。

図6 変動速度成分のパワースペクトル空間分布

ることを示している。 $X/D_1=8$ 以降では平均流から変動流へのエネルギーの供給が盛んになるが、二相時には单相時に比べて乱流エネルギーの供給量が少ない。

以上のことから、粒子はその運動より流体の平均流のエネルギーを増加させるが、その一方、流体側の乱れ度を増加させることがなく、結果的に平均流から変動流へのエネルギーの輸送を抑制し、流動場を安定化させることが推定される。

3・5 パワースペクトル分布 図6に変動速度成分のパワースペクトル空間分布の下流方向の変化を示す。各軸はそれぞれ、任意スケールのパワー、周波数成分それに半径方向位置を表す。

单相時には、 $X/D_1=5$ のせん断領域で自然励起された $f_1=3.5(\text{Hz})$ の基本周波数を持つ擾乱が既に成長を開始している。せん断領域で励起した基本擾乱は、 $X/D_1=8$ から10にかけて大きく成長し、さらに半径方向へ伝播していくことがわかる。また、 $X/D_1=8$ では基本擾乱の二次高調波($f_2=7.0\text{Hz}$)が励起され、下流で成長していることも観察できる。 $X/D_1=10$ から15の領域では基本擾乱は減衰し低周波領域のエネルギーが大きくなり、流動場が乱雑化していく様子を示している。

一方、二相時には $X/D_1=5$ 付近で、单相時と同じく $f_1=3.5(\text{Hz})$ の基本擾乱が励起され下流方向で成長しているが、そのエネルギーは单相時に比べて減少している。 $X/D_1=8$ から10、15にかけては二次高調波も観察される

図7 基本擾乱及び二次高調波のエネルギー変化

が、このエネルギーも单相時に比べ小さい。

3・6 擾乱のエネルギーの下流方向の変化 図7に両相時の基本擾乱($f_1=3.5\text{Hz}$)と二次高調波($f_2=7.0\text{Hz}$)のエネルギーの各断面における総和の下流方向への変化を示す。

单相時には、 $X/D_1=0$ から基本擾乱が指数的に成長し、 $X/D_1=10$ で最大値を取った後、徐々に減衰している。さらに、 $X/D_1=6$ 以降では高調波も指数的に成長を始めることがわかる。二次高調波の励起の判別には噴流出口付近での单相時の基本波のエネルギーレベルを基準に行なった。この高調波は基本擾乱のエネルギーがあるレベルを超えたときに起こる非線形干渉によって生じる。すなわち、非線形干渉領域では基本擾乱のエネ

ルギが高調波のエネルギーに分配される。この図から、単相時の噴流場の遷移過程は次に示す三つの領域に大別できる。

$0 < X/D_f < 6$: 基本擾乱が指数的に成長する
線形領域

$6 < X/D_f < 10$: 二次高調波が励起する
非線形干渉領域

$10 < X/D_f$: 低周波成分が励起する乱雑化領域
二相時には、 $X/D_f=4$ までは擾乱の成長が抑制され、 $X/D_f=4$ から基本擾乱、 $X/D_f=8$ から二次高調波が指数的に成長を始めている。特筆すべきは、二相時の二次高調波が励起されるとき基本擾乱のエネルギーレベルが単相時と同じレベルになる。すなわち、このレベルが線形安定性理論の限界を示すことが考えられる。以上のことから、二相時の噴流場の遷移過程は次のように大別できる。

$0 < X/D_f < 4$: 擾乱の成長が抑制される領域

$4 < X/D_f < 8$: 線形領域

$8 < X/D_f < 13$: 非線形領域

$13 < X/D_f$: 乱雑化領域

4. 二相噴流の安定性に関する数値解析

4・1 流体の基礎方程式 実験は軸対称であるが、ここでは解析の簡単化のため二次元の場合について解き、定性的に流れの安定性を比較することにする。

二相流の場合、流体と固体粒子間には相互作用力が働く。単位体積あたりに働く相互作用力を F_p とすると、流体の運動方程式は、

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho_f} F_p \quad (1)$$

となる。

4・2 粒子の運動方程式 重力場の影響を受け粘性流体中を運動する固体粒子の運動方程式は以下の式で表される。

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (u - u_p) + \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p} \right) g \quad (2)$$

粒子数密度を N とすると、単位体積あたりの粒子の質量 ρ_p' は、

$$\rho_p' = \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p N \quad (3)$$

よって、流体と粒子の間に働く単位体積あたりの相互作用力 F_p は、

$$F_p = -\rho_p' \frac{du_p}{dt} = -\frac{\rho_p'}{\tau_p} (u - u_p) - \rho_p' \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p} \right) g \quad (4)$$

(4)式を(1)式に代入し、無次元化された量(*付)で表すと、

$$\begin{aligned} \frac{Du^*}{Dt^*} &= -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) \\ &\quad + \frac{\rho_p'}{\rho_f} \frac{\tau_f}{\tau_p} (u_p^* - u^*) + \frac{\rho_p'}{\rho_f} \left(\frac{\rho_f}{\rho_p} - 1 \right) g^* \\ &= -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) + A(u_p^* - u^*) + B \end{aligned} \quad (5)$$

ここで A , B は、

$$A = \frac{\rho_p'}{\rho_f} \frac{\tau_f}{\tau_p}, \quad B = \frac{\rho_p'}{\rho_f} \left(\frac{\rho_f}{\rho_p} - 1 \right) g^* \quad (6)$$

で表され、添加粒子の質量混合比に比例する。これを以降、粒子定数 A , B と称する。

4・3 線形化 粒子は粒子緩和時間 τ_p に示されるように、流動場に追従するのにある時間を要し、流体が遷移を始めた後に粒子は流体の変動成分の影響を受けるようになる。本研究では、二相流の流動場に微小擾乱を加え、その線形安定性を調べるものであるから、特に、主流の初期的な安定性のみに関心がある。すなわち、粒子が流体の変動成分の影響を受け始める以前の議論となるので、粒子の変動成分は無視できるものとして考えてもよい。また、平行流近似を行っているため、主流の半径方向の速度成分は変動成分のみ存在し、従って粒子は半径方向の速度成分を持たないものとする ことができる⁽¹⁸⁾。以上のことから、二相時の連続相と分散相の瞬時の速度と圧力は、それぞれ次のように主流と擾乱の和で表される。

$$\begin{aligned} u^* &= U + u', \quad v^* = v', \quad p^* = P_0 + p' \\ u_p^* &= U_p, \quad v_p^* = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

(7)式を流体の運動方程式に代入して線形化し、 x, y 方向の方程式から p' を消去すると、次の擾乱に対する方程式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u'}{\partial y} - \frac{\partial v'}{\partial x} \right) + U \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u'}{\partial y} - \frac{\partial v'}{\partial x} \right) + v' \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \\ &= \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left(\frac{\partial u'}{\partial y} - \frac{\partial v'}{\partial x} \right) \\ & \quad - A \left(\frac{\partial u'}{\partial y} - \frac{\partial v'}{\partial x} \right) + A \frac{\partial}{\partial y} (U_p - U) \quad (8) \end{aligned}$$

実験結果から、噴流の混合開始点($X/D_1=0$)では粒子と流体の速度差は断面方向にほとんど変化しないので、(8)式の右辺第3項は無視できると考えてよい。

4・4 拡張Orr-Sommerfeld方程式 連続の式が満たされていることから、以下の形の擾乱の流れ関数を導入する。

$$\begin{aligned} \psi' &= \phi(y) \exp[i(\alpha x - \omega t)] \\ &= \phi(y) \exp(\omega_i t) \exp[i(\alpha x - \omega_r t)] \quad (9) \end{aligned}$$

このように ω を複素数に拡張すると、 ω の虚数部成分が擾乱の時間増幅率を表すことになる。

擾乱と流れ関数との関係は、

$$\begin{aligned} u' &= \frac{\partial \psi'}{\partial y} = \frac{\partial \phi}{\partial y} \exp[i(\alpha x - \omega t)] \\ v' &= -\frac{\partial \psi'}{\partial x} = -i\alpha \phi \exp[i(\alpha x - \omega t)] \quad (10) \end{aligned}$$

となる。これを、(9)式に代入して整理すると、二相流のOrr-Sommerfeld方程式として以下の式が導かれる。

$$\begin{aligned} & \left(U - \frac{\omega}{\alpha} - i \frac{A}{\alpha} \right) \left(\frac{d^2 \phi}{dy^2} - \alpha^2 \phi \right) - \frac{d^2 U}{dy^2} \phi \\ &= \frac{1}{i\alpha Re} \left(\frac{d^4 \phi}{dy^4} - 2\alpha^2 \frac{d^2 \phi}{dy^2} + \alpha^4 \phi \right) \quad (11) \end{aligned}$$

(11)式は、任意の擾乱の波数 α とレイノルズ数 Re を与えると、振幅関数 ϕ を固有関数とする固有値問題を形成しており、固体粒子の質量混合比に比例する粒子定数 A の変化によって、導き出される固有値 ω が異なり、二相流の流動場の安定状態が推定される。二次元噴流の速度分布は $U=1-\tanh^2 y$ とし、および $y=\pm\infty$ で $\phi=\partial\phi/\partial y=0$ を境界条件とした。

本研究では、この拡張Orr-Sommerfeld方程式の固有値問題を、Chebyshev多項式展開法⁽¹⁹⁾と変形LR法を用いて解析した。

5. 解析結果

固液二相二次元噴流の安定性問題の数値解析結果を

(a) $Re = 10$

(b) $Re = 1000$

図8 擾乱の時間増幅率 ω_i と粒子定数 A の関係

図9 $\omega_i - A$ ($\alpha = 0.9, Re = 1000$)

以下に示す。

図8(a)および(b)は、それぞれ $Re=10$ および $Re=1000$ における擾乱の時間増幅率 ω_i の粒子定数 A による変化を示す。 $Re=10$ では粒子定数 A が増加すると、すなわち、粒子の質量混合比が大きくなると不安定な流動場が安定化し、 $A=0.05$ を超えると絶対安定になり乱流に遷移しないことがわかる。 $Re=1000$ では、流動場が絶対安定に

なることはないが、やはり A の増加にともない擾乱の時間増幅率が減少している。これは流動場の乱流への遷移が単相時に比べて遅れることを示し、本研究の実験結果とよく一致している。さらに、時間増幅率が最大値をとる最も不安定な擾乱の波数が粒子定数 A に依存しないことから、単相時または二相時に自然励起される擾乱の周波数がほとんど変化しないという図7で示した実験結果との整合性が確かめられた。

図9は、 $Re=1000$ の噴流場における最も不安定な擾乱の時間増幅率 ω_i と粒子定数 A との関係を示す。この図から、擾乱の時間増幅率 ω_i は A の増加と共に減少し、添加粒子の増加に伴い流動場が安定化することを示している。しかしながら、粒子濃度が大きくなると粒子間の衝突などの相互干渉が起こり、本研究の結果は実際の現象から逸脱することが予想される。従って、本研究で用いたモデルの適用範囲を粒子間の相互干渉が生じない程度の粒子濃度の希薄な流動場に限る必要があり、体積混合比0.1%程度の範囲内において本研究の解析結果は実験結果と定性的によく一致し、新たに構築した二相流の安定性に関するモデルが妥当であることが示された。

6. 結 言

添加粒子が噴流場の遷移過程に与える影響を調べるために、初期状態が層流である固液二相同軸噴流において実験的研究を行った。添加粒子には平均粒径 $180.3\mu\text{m}$ の球形ガラス粒子を用い、粒径弁別が可能なLDVにて両相の時系列速度データを同時に測定し、平均速度、変動速度および変動成分のスペクトル等を求め解析を行った。また、二相流の安定性を解析する拡張Orr-Sommerfeld方程式を新たに構築し、その解析結果と実験結果を比較検討して本モデルの妥当性を検証した。以下に本研究で得られた知見を示す。

(1)二相時には、せん断領域で生成される乱れのエネルギーが、粒子の添加によって抑制されることが示された。

(2)乱れのスペクトル解析より、本実験の噴流の二相時における遷移過程は、a)擾乱の成長が抑制される領

域、b)基本擾乱が自然励起され指数的に成長する線形領域、c)基本擾乱の二次高調波が非線形干渉によって励起され指数的に成長する非線形干渉領域、d)低周波領域の擾乱のエネルギーが増加する乱雑化領域、の四つの領域に大別されることが示された。

(3)拡張Orr-Sommerfeld方程式の固有値問題を解き、二相時における擾乱の時間増幅率を求めた。その結果、粒子の質量混合比が増加するほど擾乱の時間増幅率が減少し、噴流場が安定化することが示された。また、最も不安定な擾乱の波数は、粒子の質量混合比に依存しないことが明らかになり、自然に励起される擾乱の周波数が、単相時、二相時で変化しないことが示された。

(4)以上の解析結果は実験結果とよく一致し、本研究で新たに構築した二相流の安定性に関するモデルの妥当性が示された。

(5)以上の結果より、二相時には噴流場の遷移の機構は変化しないが、粒子の添加により噴流場に存在する擾乱の時間増幅率が減少するため、乱流への遷移が単相時に比べ抑制され遅れることが明らかになった。

最後に、本研究を進めるにあたり本塾塾生星出彰彦君の協力を得たことを記して、深く感謝の意を表す。

文 献

- (1) Sato, H. and Okada, O., *J. Fluid Mech.*, **26**(1966), 237.
- (2) Miksad, R. W., ほか4名, *J. Fluid Mech.*, **123**(1982), 1.
- (3) Kourta, A., ほか3名, *J. Fluid Mech.*, **181**(1987), 141.
- (4) Thomas, F. O. and Chu, H.C., *Phys. Fluids*, **A1**(1989), 1566.
- (5) Monkewitz, P. A. and Huerre, P., *Phys. Fluids*, **25**(1982), 1137.
- (6) Miksad, R. W., *J. Fluid Mech.*, **56**(1972), 695.
- (7) Miksad, R. W., *J. Fluid Mech.*, **59**(1973), 1.
- (8) Mattingly, G. E. and Criminale, W. O., *J. Fluid Mech.*, **51**(1972), 233.
- (9) Longmire, E. K. and Eaton, J. K., *J. Fluid Mech.*, **236**(1992), 217.
- (10) Chein, R. and Chung, J. N., *Int. J. Multiphase Flow*, **13**(1987), 785.
- (11) Chein, R. and Chung, J. N., *AIChE J.*, **34**(1988), 946.
- (12) Kobashi, K., ほか2名, *5th Int. Symp. Lisbon* (1990), 268.
- (13) Fleckhaus, D., ほか2名, *Experiments in Fluids*, **5**(1987), 323.
- (14) 菱田・ほか3名, *機論*, **55-511, B**(1989), 648.
- (15) Herbolzheimer, E., *Phys. Fluids*, **26**(1983), 2043.
- (16) Shaqfeh, E. S. G. and Acrivos, A., *Phys. Fluids*, **30**(1987), 960.
- (17) Borhan, A. and Acrivos, A., *Phys. Fluids*, **31**(1988), 3488.
- (18) Yang, Y., ほか3名, *Phys. Fluids*, **A2**(1990), 1839.
- (19) Clenshaw, C. W. and Elliott, D., *Q. J. Mech. Appl. Math.*, **13**(1960), 300.