

II-113

粒子ブルームの乱れ特性に関する実験的研究

大阪大学大学院 学生員 下屋陽八郎
大阪大学工学部 正 員 玉井昌宏
大阪大学工学部 正 員 村岡浩爾

1. まえがき 筆者らは前報¹⁾において、静水中に固体粒子を連続投下した場合に形成される粒子ブルームを対象とし、その平均流動特性より流動場を検討した。それによると、平均粒子径 $d_{50} = 1\text{ mm}$ と 3 mm の粒子を用いた場合では、ともに粗大粒子であるにも関わらず、その流動場特性は大きく異なった。本報では、乱れ特性の面から流動場を検討した。

2. 実験方法 前後面アクリルの鋼鉄製二次元水槽において、静水中に固体粒子を2次元的にかつ一定流量で投下することにより流動場を形成させた。流速計測には偏光二次元前方散乱型LDVを用いた。供給粒子は、比重2.64、平均粒子径 $d_{50} = 1, 3\text{ mm}$ のガラスビーズである。単位奥行き当たりの投下量は $d_{50} = 1\text{ mm}$ の場合、 0.996 cm^2 (case1-S) と 1.277 cm^2 (1-L)、 $d_{50} = 3\text{ mm}$ の場合、 0.997 cm^2 (3-S) と 1.670 cm^2 (3-L) の4ケースを設定した。また粗大粒子混入時に問題となる粒子信号と流体信号の識別は、フォトマルからの信号のペダスタル高さに数値値を設けることにより行った。

3. 実験結果と考察 図-1は流下方向平均流速 U/U_{CL} の断面内分布を示す。縦軸は中心軸上値 U_{CL} で無次元化した鉛直方向流速 U を、横軸は流速分布の半値半幅 y_H で無次元化した流動中心軸からの水平方向距離 y である。図中の x/D は放流口幅 D で無次元化した放流口からの鉛直距離 x である。以後の図における規格化も同様である。図中実線で示したガウス分布と概ね同様の形状を呈している。

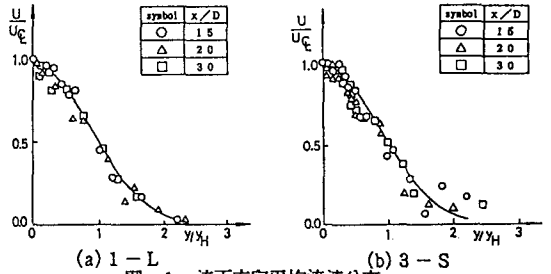


図-1 流下方向平均流速分布

図-2は流下方向流速の相対乱れ強度 u'/U_{CL} の分布を示す。図中の実線および破線は、Ramaprian²⁾によって得られた単相ブルームとジェットの結果である。 $d_{50} = 1\text{ mm}$ の場合、ブルームやジェットと同様の形状を示し、絶対値も両者と大差ない。しかし $d_{50} = 3\text{ mm}$ の場合、流動中心軸で極大値を有する1山形の分布となっている。これは前報で指摘したように、各粒子の後流による乱れが卓越しているために、通過する粒子数フラックスに比例して乱れが増加することによって考えられる。

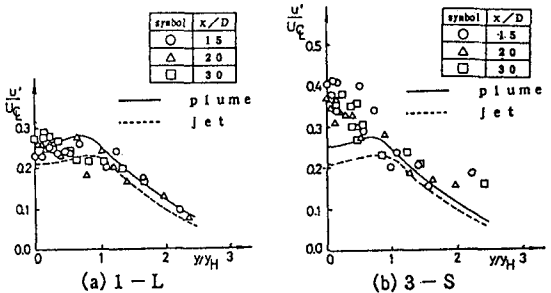


図-2 流下方向相対乱れ強度分布

図-3は中心軸上の流下方向流速の乱れ強度 u' の流下に伴う変化を示している。粒子径が大きい方が乱れも大きく、粒子径が同一でも投下量の大きい方が乱れは小さい。 $d_{50} = 1\text{ mm}$ の場合には乱れの絶対値の規模は流下とともに増大する。これは粒子濃度が低減したことにより、乱れの抑制効果が減少したとの考え方と粒子と流体の相対速度の増大により後流による乱れが顕

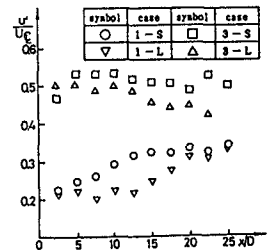


図-3 中心軸上乱れ強度の流下方向変化

著になったという考え方の2通りの解釈が可能である。 $d_{50}=3\text{ mm}$ の場合には乱れは流下にもともない減少するがこれは粒子濃度の通減によるものと推察される。

図-4は水平方向流速の乱れ強度 v'/U_{CL} の分布を示す。 $d_{50}=1\text{ mm}$ ではブルームやジェットと概ね同様な分布となっている。 $d_{50}=3\text{ mm}$ では中心軸付近で僅かに乱れの増大が認められるが、流下方向流速のような顕著なものではない。

この理由は沈降性粒子の存在により流下方向流速は粒子・流体の相対速度の規模の乱れが付加されるのに対して、水平方向には後流の乱れ強度程度つまり相対速度の2割程度しか付加されないからであると考えられる。また乱れの異方性 u'/v' は、 $d_{50}=1\text{ mm}$ の場合、1.2程度であるが、 $d_{50}=3\text{ mm}$ の場合1.8程度まで上昇し、粒径が大きくなることにより異方性が強くなることが判明した。Faethら³⁾の結果によれば、粒子の相互作用が顕著でない場合には自由沈降の重ね合わせにより生じる乱れ場における u'/v' の値が2.0であることを考慮すると $d_{50}=3\text{ mm}$ の場合、粒子の自由沈降挙動の重ね合わせの現象に近似した現象であることがわかる。

図-5はレイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ の分布を示す。 $d_{50}=1\text{ mm}$ の場合、 $x/D=15, 20$ の断面では中心軸付近でレイノルズ応力の成長が抑制されていることが分かる。また、絶対値のピークの断面位置は単相のブルームやジェットに比べて外縁方向にずれている。これは粒子の存在する $y/y_H < 1$ の中心軸付近では乱れの成長が抑制されるからであると考えられる。 $d_{50}=3\text{ mm}$ では、絶対値の規模は全体的に小さく、 $d_{50}=1\text{ mm}$ のケースの50%程度となっている。

図-6は粒子群の持つポテンシャル・エネルギーの解放率 ε と流体の乱れ強度 u', v' の関係を示している。エネルギー解放率 ε は、

$$\varepsilon = \pi n g d_{50}^3 (\rho_p - \rho) / (6\rho)$$

ここで n は粒子数フラックス、 g は重力加速度、 ρ_p と ρ は粒子と水の密度である。 ε は平均流動の増大と乱れの増大の両者に貢献する。 $d_{50}=1\text{ mm}$ の場合には、 ε つまり粒子数フラックスの小さい領域では乱れ強度は ε の影響を僅かに受けている。この領域を除けば ε は概ね一般的な分布となっている。これに対して $d_{50}=3\text{ mm}$ においては、 ε の増大により乱れ強度も増大する。粒子間の相互作用が希薄なことにより、粒子個々の沈降により生じる乱れが卓越していることを反映しているものと推察される。

4. まとめ 本研究では粒子ブルームの乱れ特性について検討した。前報の平均流動特性と同様に、 $d_{50}=1\text{ mm}$ の場合には、単相のブルームやジェットに類似した乱流特性が得られた。それに対して $d_{50}=3\text{ mm}$ の場合には、流動は個々の粒子の自由沈降特性の影響が顕著であることが分かった。

(参考文献) 1)玉井・下屋・村岡:土木学会第46回年次学術講演会講演概要集, 第2部, 748-749, 1991.

2)Ramaprian・Chandrasekhara: IIHR Report, No. 257, March 1983.

3)Parthasarathy・Feath: J.Fluid Mech., Vol. 220, 485-514, 1990.