

377.5

K-11

1-150

自由落下粉体ジェットによる周囲空気の巻き込み現象



九州工業大学附属図書館



0010459006

2001年2月

尾形 公一郎

目次

第1章 序論

1.1	本研究の背景	1
1.2	粉体ジェットによる周囲空気の巻き込み現象に関する従来の研究	3
1.3	重力場における粒子群の運動に関する従来の研究	6
1.3.1	干渉沈降現象	6
1.3.2	粒子クラスタの沈降現象	8
1.3.3	粒子群による下降気流の形成	10
1.3.4	粒子群の浮遊現象	10
1.4	混相ジェットに対する従来の研究	12
1.4.1	混相ジェットに関する実験的研究	12
1.4.2	混相ジェットを対象とした数値計算	14
1.5	固気二相流のレーザー計測に関する従来の研究	15
1.6	粉体ジェットの自由落下運動	17
1.7	本論文の目的と構成	18
1.7.1	本論文の目的	18
1.7.2	本論文の構成	19

第2章 数値解析の計算モデル

2.1	はじめに	21
2.2	粒子に作用する力	22
2.2.1	抗力（流体抵抗）	22
2.2.2	横方向力（揚力）	23
2.3	粒子の運動方程式	26
2.4	衝突	27

2.4.1	計算時間ステップ	27
2.4.2	粒子間衝突	28
2.4.2.1	粒子間衝突判定	28
2.4.2.2	粒子間衝突後の速度と角速度の計算	30
2.5	粉体ジェットにより誘起される気流の計算	31
2.5.1	気流の運動方程式	31
2.6	計算条件	34

第3章 粉体ジェットの流動特性

3.1	実験	38
3.1.1	実験装置	38
3.1.2	使用粒子	40
3.1.3	質量流量	40
3.1.4	粉体ジェットの速度の測定方法	43
3.2	粉体ジェットの巻き込み流量	44
3.3	結果と考察	46
3.3.1	粉体ジェットの中心軸上速度の変化	46
3.3.2	軸方向速度の半径方向分布	48
3.3.3	半径方向速度の半径方向分布	53
3.3.4	粉体ジェットの変動速度の半径方向分布	56

第4章 粉体ジェットにより誘起される気流の流動特性

4.1	実験	62
4.1.1	気流の軸方向速度の測定	62
4.1.1.1	実験装置	62
4.1.1.2	P.D.A.による気流の測定方法	65

4.1.1.3	気流速度の判定方法	65
4.1.2	粉体ジェットと気流の可視化	70
4.1.2.1	実験装置	70
4.1.2.2	測定方法	70
4.2	実験条件	72
4.3	結果と考察	73
4.3.1	気流の中心軸上速度と落下距離の関係	73
4.3.2	気流の軸方向速度	75
4.3.3	気流の軸方向変動速度	80
4.3.4	気流の巻き込み流量	82
4.3.4.1	巻き込み流量の落下距離や質量流量との関係	82
4.3.4.2	巻き込み流量の理論モデルとの比較	85
4.3.5	粉体ジェットと気流の可視化	88

第5章 粉体ジェットの粒子濃度特性

5.1	実験	93
5.1.1	実験装置と測定方法	93
5.1.2	数密度の妥当性	94
5.2	実験条件	95
5.3	結果と考察	96
5.3.1	粉体ジェットの数密度	96
5.3.2	粉体ジェットの粒子濃度	99
5.3.3	中心軸上粒子濃度と落下距離の関係	103

第6章 粉体ジェットと気流の拡散特性

6.1	粉体ジェットと気流の広がり	106
-----	---------------	-----

6.1.1	半値半径と外端半径	106
6.1.2	実験条件	106
6.2	数値計算	107
6.2.1	計算条件	107
6.3	結果と考察	108
6.3.1	半値半径と外端半径の落下距離との関係	108
6.3.1.1	粉体ジェットの広がり	108
6.3.1.2	気流の広がり	111
6.3.2	粉体ジェットの分散状態	113
6.3.3	粉体ジェットの拡散に作用する力の影響	113
第7章 結 論		118
参考文献		121
付 録		127
主な記号		132
謝 辞		135

第1章 序 論

1.1 本研究の背景

産業界では工業原料の微細化が広範囲に進行している。このような粉粒体は化学工業、食品工業、窯業、金属工業、鉱業等の多くの分野において取り扱われている。近年、生産プロセスにおける粉体処理の重要性が認識されるようになり、種々の粉体操作に関する正確な技術情報が要望されるようになった。粉体を取り扱うプロセスには粉碎、分級、造粒、混合、混練、沈降、分離、集塵、乾燥といった粉体処理操作と貯蔵、供給、輸送という粉体取り扱い操作（バルクハンドリング）がある。バルクハンドリングでは、要求される量の粉体を円滑に輸送、供給し、所要の貯蔵量を確保することが重要である¹⁾。さらに、現在では環境面などへも配慮した、粉体のクリーンなハンドリングが要望されている。

重力により容器から容器へと粉体を移し替える操作は重要である。この場合、落下粉体（以下、粉体ジェット）と周囲の自由空気との相互作用により粉体への空気の巻き込み現象が生じる。同時に、粉体の損失や発塵による周囲環境の汚染といった問題も生じる。また、粉体内部に巻き込まれた空気は以降の単位操作においてトラブルの原因となることもある²⁾。

静止空气中で粉体が容器底部からオリフィスを通して下部容器へ重力により落下する際、粒子や空気には、**Fig.1.1**に示すような種々の運動が引き起こされる³⁾。これらの運動として、**(A)**粉体ジェットとともに運動する上部容器からの空気の持ち込み、**(B)**粉体ジェットによる周囲空気の巻き込み、**(C)**粉体ジェットと堆積粉体との衝突による粒子の飛散や**(D)**粉体の沈積、**(E)**堆積粉体との衝突による巻き込み空気の吐き出し、**(F)**周囲空気の流動、**(G)**粉体ジェットからの粒子の飛散がある。粉体の排出終了後、堆積粉体のかさ密度は沈積が終了して最終的に平衡する。粉体ジェットによる周囲空気の巻き込み現象を支配するのは粉体の自由落下

運動である。

しかしながら、容器底部のオリフィスから排出後の粉体ジェットの流動状態やこれに誘起される周囲の自由空気の巻き込み現象の研究はあまり見られないのが現状である。

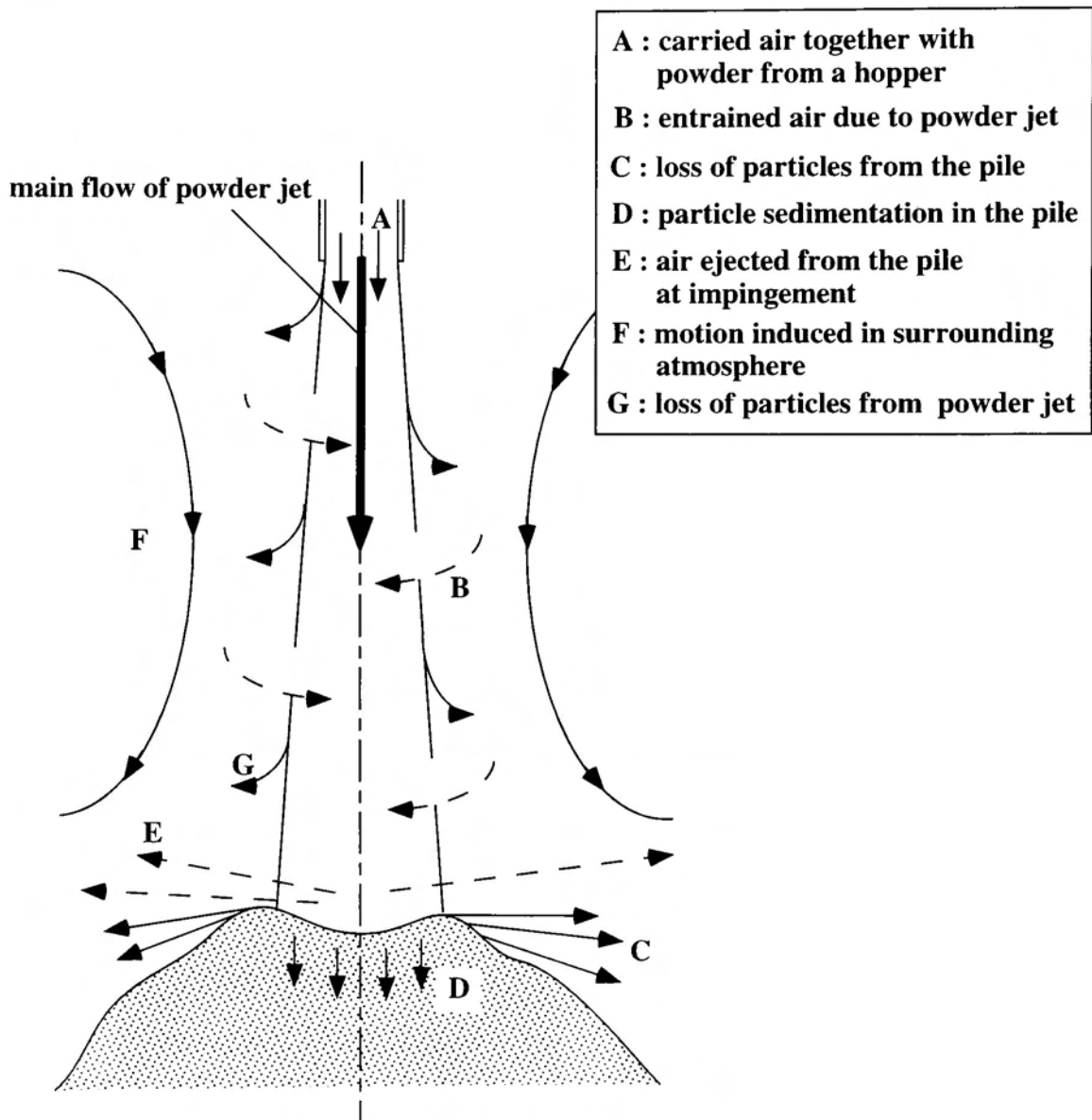


Fig.1.1 Flow pattern of particles and air induced by free falling powder jet.

1.2 粉体ジェットによる周囲空気の巻き込み現象に関する従来の研究

粉体ジェットによる周囲空気の巻き込み現象では、実用上重要となる粉体ジェットへの巻き込み流量についてのいくつかの研究がある。まず、Hemeon⁴⁾は、静止した粒子群がオリフィス出口からの落下距離 z まで落下するときの巻き込み流量 Q_{ind} を求めた。彼は、粒子群と気流の運動について、粒子群が受ける動力 P が巻き込まれた気流が受ける動力 P_a に等しいと仮定した。ここで、 P は z までの単位質量当たりの粒子の動力 P' と粒子群の全質量 M の積で求める。 P' と M は次のように与えられる。

$$P' = \frac{1}{\rho_p \frac{\pi}{6} d_p^3} \int_0^v F_D dv \quad (1.1)$$

$$M = \int_0^z \frac{\dot{m}}{v} dz \quad (1.2)$$

式(1.1)中の F_D は1個の粒子に作用する流体抵抗である。

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho_f \frac{\pi}{4} d_p^2 v^2 \quad (1.3)$$

ここで、粒子速度 v は $\sqrt{2gz}$ で仮定し、 C_D は1個の粒子の抵抗係数、 \dot{m} は粒子の質量流量、 d_p は粒子直径、 ρ_f は空気密度、 g は重力加速度である。さらに、 P_a は粒子群の z 断面内での空気の体積流量 Q と空気の単位体積当りの運動エネルギーの積から

$$P_a = Q \Delta p = Q \rho_f \frac{u^2}{2} = \frac{1}{2} \rho_f \frac{Q^3}{A^2} \quad (1.4)$$

とした。ここで、 A は z での粒子群の断面積、 u は z での気流の断面平均速度である。

以上の関係から、粒子レイノルズ数 Re_p が500以下の場合の巻き込み流量 Q_{ind} は、

$$Q_{ind} = \left\{ \frac{37.567 g \dot{m} A^2 z^{1.7}}{d_p^{0.7} \rho_p} \left(\frac{\mu}{\rho_f d_p \sqrt{g d_p}} \right)^{0.6} \right\}^{1/3} \quad (1.5)$$

となる。ここで、 C_D は次式を使用している。

$$C_D = 18.5 / Re_p^{0.6} = 18.5 / (\rho_f v d_p / \mu)^{0.6} \quad (1.6)$$

ここで、 μ は空気粘度である。また、 Re_p が500以上の場合の Q_{ind} は、

$$Q_{ind} = \left(\frac{2C_D g \dot{m} (zA)^2}{\rho_p d_p} \right)^{1/3} \quad (1.7)$$

となる。ここで、 C_D は0.44とした。

Morrison⁵⁾やTooker⁶⁾はベルトコンベアへの粉体供給時の供給シュート内での粉塵の発生と巻き込み空気の研究を行った。このとき、ベルトコンベアで供給される粒子運動は完全な乱流状態であり、彼らはHemeonのモデルに基づき、この操作時における巻き込み流量の予測をおこなった。

しかしながら、Hemeonのモデルやこれに基づく予測では、落下中の粒子群中の粒子の速度に流体抵抗を無視した場合の落下速度 $\sqrt{2gz}$ を使用している。また、粒子径が均一であることや粒子群の断面積を実験によって求める必要があるなどに問題があるといえる。

Cooperら⁷⁾は、微粒子群の巻き込み流量を、Mortonら⁸⁾により導かれたプルームモデルを用いて求めた。Mortonらは、プルームのある断面でプルームに引き込まれる流体の水平速度がプルーム内の流体の平均鉛直速度に比例し、密度の局所変動がプルームの基準密度と比較して小さいと仮定して、体積、運動量、密度欠損則を使ってプルーム内への巻き込み量を求めている。Cooperらは、微粒子群の落下運動がプルームと類似であるとして、巻き込み流量 Q_{plume} を次のように与えた。

$$Q_{plume} = \pi \frac{6}{5} \alpha \left(\frac{9}{10} \alpha \frac{g}{\pi} \frac{\dot{m}}{\rho_{bo}} \right)^{1/3} z^{5/3} \quad (1.8)$$

ここで、 ρ_{bo} は粉体ジェットの出口部でのかさ密度、 α はエントレインメント定数である。しかし、このモデルでは、 α が d_p や \dot{m} の影響を受ける実験定数であり、また、 ρ_{bo} も落下中に変化すると考えられるため、それぞれの粒子に対して、これらの値を求めて与える必要がある。

Cooperらは、更に、大粒子について、巻き込まれる空気の運動量が粒子群の運動量と比較して無視でき、粒子と空気間のすべり速度は非常に小さく、落下中の粒子群の断面積がオリフィス出口部での断面積と同じであると仮定し、粒子の運動エ

エネルギーと位置エネルギーの関係から巻き込み流量 Q_{mass} を推定した。流体抵抗を無視して、オリフィス出口部からの任意断面 z での粒子速度 v を次式で与えている。

$$v = \sqrt{v_0^2 + 2gz} \quad (1.9)$$

ここで、 v_0 はオリフィス出口部での粒子速度である。 Q_{mass} は、粒子の z での速度 v と初速度 v_0 との速度差と容器出口部の断面積 A_0 の積に等しいとして、次式で与えた。

$$Q_{mass} = \left\{ (v_0^2 + 2gz)^{1/2} - v_0 \right\} A_0 \quad (1.10)$$

しかし、このモデルは、粒子に作用する流体抵抗を無視し、落下中の粒子群の断面積が一定であるなどの仮定から導出されており、巻き込み現象を余りにも簡単化し過ぎているといえる。

Plinkeら⁹⁾は、オリフィス出口からの落下距離、質量流量、粒子直径をパラメータとして、ホッパーから定常状態で落下する粉体の巻き込み流量の実験的研究を行った。ここで、実験に使用した粒子は砂、セメント、小麦粉、石灰石である。彼らは、粉体ジェットと堆積粉体との衝突によって粉塵が発生し、このとき放たれる空気を粉体への巻き込み流量と考えて測定した。それによると、粉体の巻き込み流量は落下距離や質量流量の増加とともに増加することを示した。

Cooperら⁷⁾は、Plinkeらと同様の実験装置を使用して、アルミナ粉の巻き込み流量についての実験を行った。彼らは、粉体が下部容器内に設置した円錐状のパイルと衝突した際に放つ空気を巻き込み流量とした。粉体の巻き込み流量はホッパー出口からの落下距離 z の1.8乗に比例し、質量流量の増加に伴って増加することを明らかにした。この傾向は、Plinkeらと同様である。さらに、前述したHemeonやCooperらの巻き込み流量のモデルを検討し、式(1.8)で表された Q_{plume} が z の1.67乗に比例し、実験値と比較的一致することを示した。

また、Liuら¹⁰⁾は、粉体の容器間の移し替え操作や供給シュート内部で発生する粉塵の発生と周囲空気の巻き込み量が、種々のトラブル防止のために、装置の設計において重要であることを述べている。彼らは前述のモデルについて考察し、周囲空

気の巻き込み流量には粒子径，粒子密度，湿度，オリフィス出口からの落下距離，そして質量流量が重要なパラメータであることを示唆している．さらに，アルミナによる実験と比較してCooperらのモデルが良くあうことを示している．

これら全ての実験では，ある高さから落下する粉体ジェットが下部容器や堆積粉体と衝突した際に排出する空気流量を測定して巻き込み流量としており，自由落下中の粉体ジェットの各位置での巻き込み流量を直接評価したものではない．また，実験では，巻き込み流量の測定のために，下部容器の上部に粉体ジェットと空気が通過する孔を設けている．しかし，粉体ジェットに誘起される空気の流動領域が明確に定義されておらず，この領域が孔より大きい場合には巻き込み流量の測定が不正確となる可能性もあるといえる．

1.3 重力場における粒子群の運動に関する従来の研究

本研究に密接に関連する現象として，重力によって容器内を一様に沈降する粒子群の運動や密集した粒子群が塊を形成する粒子クラスタの落下運動がある．特に，これらの運動では，粒子群の流れによって流体運動が発生するため，粒子群の落下速度が単一球粒子のものとは異なる傾向を示す¹⁴⁾．本研究の流れ場も粒子群の流れによって気流が引き起こされることから，これらの現象と同種の問題といえる．そこで，粉体ジェットの落下運動や気流の流れを議論するには，粒子群により形成される流体運動や粒子群の速度に関する従来の研究を理解することは重要である．本節では，これらに関係する研究を紹介する．

1.3.1 干渉沈降現象

まず始めに，**Fig.1.2**の均一分散について考える．さらに，粒子群は加速を終え，等速で落下している場合を与える．容器内を粒子群が沈降する時，容器内の流体は，粒子の沈降体積分だけ下方から上方へ上昇する（置換流）．この上昇速度を u_p ，容器に対する粒子の沈降速度を v_p ，流体に対する粒子の沈降速度を v_r とすると， $v_r = v_p + u_p$

の関係がある。このように、粒子の沈降により流体流が発生し、この影響で沈降速度が変化する現象は干渉沈降と呼ばれている。ここで、断面平均空隙率を ε とすると、単位時間、単位断面積あたりに沈降する粒子体積 $(1-\varepsilon)v_t$ は、置換される流体の体積 $\varepsilon u_f = \varepsilon(v_{tr} - v_t)$ に等しい。従って、 v_t と v_{tr} の ε との関係は

$$v_t = \varepsilon v_{tr} \quad (1.11)$$

となる。単一球粒子の沈降では $\varepsilon=1$ 、 $u_f=0$ であるから、沈降速度は v_{tr} であり、これを単一球粒子の沈降速度 $v_{s,\infty}$ と置くと、粒子群の沈降速度 v_t は $v_t = v_{s,\infty} - u_f$ となり、単一球粒子の沈降速度 $v_{s,\infty}$ より小さくなる。このように、粒子濃度を考慮せずに、粒子と流体の相対速度のみでこの現象を考えると、干渉沈降では粒子群の沈降速度が $v_{s,\infty}$ から沈降粒子による置換流体の上向き速度だけ減少することになるといえる。また、式(1.11)から ε の減少とともに、すなわち、粒子濃度 c の増加とともに v_t は減少することも分かる。実際の干渉沈降速度と空隙率との関係について、多くの研究や解説がなされている^{12) ~ 17)}。

Steinour¹²⁾は、ストークス則に従う粒子の粒子群中の1個の粒子が受ける抗力を単一球粒子の抗力と空隙率 ε のみの関数で補正することを考えた。

$$F_D = \frac{3\pi\mu d_p v_{tr}}{\phi(\varepsilon)} \quad (1.12)$$

ここで、 $\phi(\varepsilon)$ は空隙率のみの関数で、 $\varepsilon=1$ のとき $\phi(\varepsilon)=1$ である。彼は単一球粒子の沈降速度を求めるのと同様の方法で、すなわち、粒子に作用する重力と浮力が式

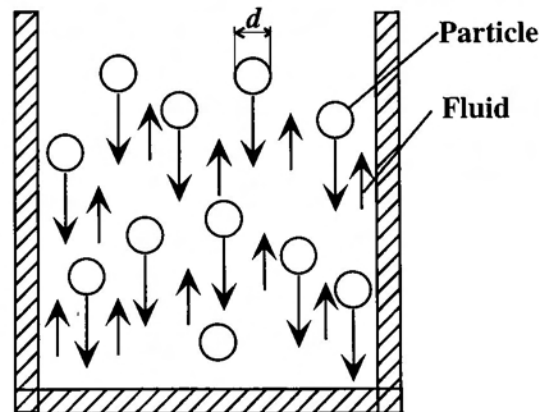


Fig.1.2 Settling phenomenon of uniform dispersed particles.

(1.12)の抗力と等しいとして、流体に対する粒子の沈降速度 v_{tr} を求めた。

$$v_{tr} = \frac{(\rho_p - \rho_f)gd_p^2\epsilon\phi(\epsilon)}{18\mu} = v_{s\infty}\epsilon\phi(\epsilon) \quad (1.13)$$

ここで、 $v_{s\infty}$ は単一球粒子の沈降速度である。また、見かけの密度差は次式によって表される。

$$\rho_p - \rho_m = \rho_p - \{(1-\epsilon)\rho_p + \epsilon\rho_f\} = (\rho_p - \rho_f)\epsilon \quad (1.14)$$

式(1.11)と(1.13)から粒子群の沈降速度は

$$v_t = v_{s\infty}\epsilon^2\phi(\epsilon) \quad (1.15)$$

となる。また、彼は平均粒子径が1.74mmのほぼ均一粒子径を持つ油中でのタピオカ粒子と平均粒子径が13.5 μ mの水中のガラスビーズの沈降について、上式の $\phi(\epsilon)$ を実験的に決定した。

$$\phi(\epsilon) = 10^{-1.82(1-\epsilon)} \quad (1.16)$$

この結果は、空隙率が約0.6以上で有効とされている。

1.3.2 粒子クラスタの沈降現象

次に、**Fig.1.3**の不均一分散について考える。ここで、図中の粒子群は粒子クラスタと呼ばれるもので、粒子群と内部に含まれた流体が1つの塊を形成して運動する場合の沈降である。この場合、粒子群が一体となって落下し、粒子径が大きくなるので、粒子群の速度は単一粒子の沈降よりも速い速度で沈降することになる。

Strack¹⁸⁾¹⁹⁾は微小なガラスビーズで構成される直径25~90 μ mのボール状の粒子クラスタの自由落下実験を行った。**Fig.1.4**にStrackにより撮影された粒子クラスタを示す。粒子クラスタの落下速度は単一粒子のものより大きくなる。さらに、落下中の粒子クラスタは外端から侵食を受け、クラスタの形状が小さくなると落下速度は減少する。しかし、実際の粒子クラスタ内の流れ場は、他粒子との衝突による干渉や流体との相互作用が影響するとされるが、これらの影響は未だによく解明されていない。

本研究では、粒子群はほぼ均一分散で連続的に落下する場合を考えている。実験によってクラスタが形成されているかどうかは調べられるが、本研究の場合このような事がほとんど生じていなかった。

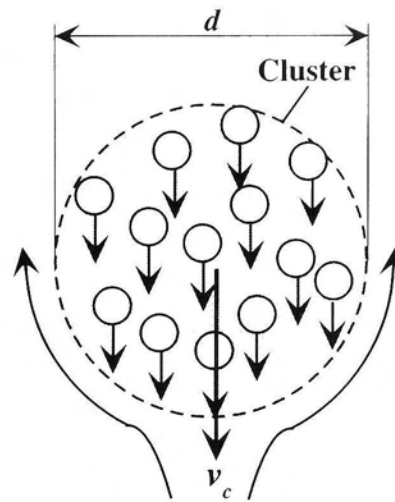


Fig.1.3 Settling phenomenon of non-uniform dispersed particles.

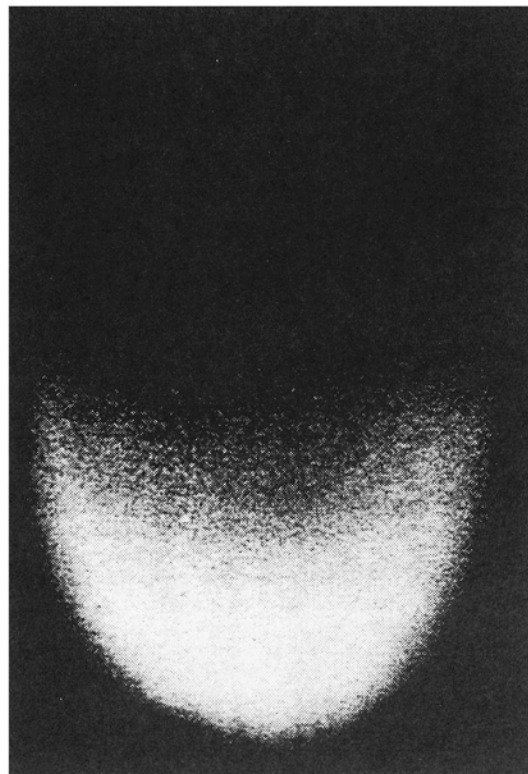


Fig.1.4 Bowl-shaped cluster of falling particles by photograph of Srack¹⁹⁾.

1.3.3 粒子群による下降気流の形成

大規模な流れ場における落下粒子群と下降気流の形成に関する研究として、ケネディー空港での旅客機墜落事故を契機に存在が判明したダウンバースト現象が挙げられる²⁰⁾。ここで、ダウンバーストとは、地上あるいはその付近で破壊的な風の吹き出し（バースト）を起こす強い下降気流である。この下降気流が地表に衝突して作られる拡散流を、バーストの水平方向の規模により、マイクロバーストとマクロバーストに分類している。ここで、マイクロバーストは小型のダウンバーストで、風の吹き出しが4kmかそれ以下であり、マクロバーストは大型のダウンバーストで、風の吹き出しは水平方向に4km以上広がるものと定義されている。

この問題に対して、梅村ら²¹⁾はダウンバーストの発生を凝集粒子の位置エネルギーが周囲の空気に運動エネルギーとして変換されると考え、地上から任意の高度にある矩形領域の粒子群が落下する際の粒子と気流の運動と地表面との衝突による拡散流の二次元数値解析を行った。彼らはダウンバーストの生成に、矩形領域の縦横比 λ と気流と粒子の運動エネルギーの比の平方根 σ の2つの無次元パラメータが関係することを示し、粒子群によって引き起こされる下降気流の特性を明らかにした。そして、ダウンバーストの生成条件として、 σ が1以上であることが必要であり、（沈降速度が小さくなるような）抵抗係数の大きい粒子群がダウンバーストを起こしやすいことを示している。ダウンバーストにおける拡散流の強さは下降気流によって決まるため、この現象の解明には下降気流の力学が第一に重要であると述べている。

本現象においても、粒子群の落下運動によって気流が発生し、両者が相対的に運動するため、粒子群の流動の解明には気流の運動を正確に知ることが重要であるといえる。

1.3.4 粒子群の浮遊現象

次に、粒子群の流れの工学的応用として粉体の空気輸送が挙げられる。空気輸送

では粒子群の浮遊速度が設計において重要であるとされている。しかし、その速度は干渉沈降とは逆に単一球粒子の沈降速度より大きく、粒子濃度の増加によって増加するという結果も報告されている。

Stinzing²²⁾は輸送管内に糸に固定した円筒プラスチック粒子で模式的に構成した粒子雲を使って、種々の粒子濃度と空気速度で流体に対する粒子雲の抵抗による圧力損失の測定を行い、粒子雲中に働く流体抵抗とその重さの関係から、粒子雲の沈降速度 v_c を求めた。

$$v_c = \left(\frac{2g\rho_p}{C_D\rho_f(1-c)} \right)^{1/1.78} \quad (1.17)$$

ここで、 c は粒子濃度である。その結果、粒子雲の沈降速度は単一球粒子の場合よりかなり大きくなることを明らかにした。さらに、その速度は粒子濃度の増加とともに増加することも示した。

また、粒子群の浮遊速度に直接影響するとされる、粒子群中の粒子に作用する流体抵抗の粒子配置の観点からの研究も多く行われている。

最近の研究として、Lee²³⁾とTsujiら²⁴⁾は、それぞれ、 $Re < 10^4$ と $100 < Re < 10^3$ における2粒子間相互作用の実験を行った。2粒子が直列に並んだ場合の流体抵抗は粒子間距離の減少とともに減少した。流れに対して横方向に粒子を配置した場合、粒子間距離の減少とともに粒子に作用する流体抵抗は増加する傾向を示した。また、Tsujiら²⁵⁾は圧力損失、粒子の抵抗係数、平均速度や乱れについての測定をStinzingと同様の実験で行い、実際の二相流との関連について考察した。ここで、種々の粒子配置について実験が行われている。彼らは、レイノルズ数が十分高い場合の管内の粒子群に作用する抵抗係数は、一様流中の単一球粒子の抵抗係数より大きくなることや、流れ方向に粒子を同一直線上に並べた場合には粒子濃度の増加とともに抵抗係数が減少することを示した。これには前後の粒子の相対的位置が抵抗係数に大きく影響し、固定した球群モデルを用いて実際の二相流との関連を調べるには、さ

らに多くの組み合わせについて調べなければならず、定量的な比較は現段階では難しいと述べている。

また、レイノルズ数が中間領域の場合の粒子群中の流れ場では、粘性と慣性力の両方が複雑に影響するため、粒子に作用する流体抵抗の変化を知るために数値計算が用いられている。Talら²⁶⁾は粒子群の配置に周期的性質を仮定して、粒子レイノルズ数が100の場合の定常流中に縦に並んだ数種類の粒子群の流体力と熱伝達を数値計算により調べた。その結果、流れ方向に向かって抵抗係数が減少する傾向を示した。また、Kimら²⁷⁾は、粒子レイノルズ数が50, 100, 150で、2粒子の粒子間距離を変化した時の流れの3次元直接数値計算を行った。このとき、抵抗係数は粒子間距離の増加とともに減少し、粒子間距離がさらに増加したとき単一球粒子の抵抗係数に近づくことを明らかにした。このように、粒子に作用する流体抵抗は、粒子濃度や粒子配置などにより、複雑に変化することが実験や数値計算によって分かる。しかし、これらが浮遊速度に及ぼす影響はまだ明らかにされていないといえる。

1.4 混相ジェットに対する従来の研究

自由空間中の境界のない流れとして噴流があり、固気混相ジェットや気中水ジェットの研究がなされている。本研究で対象とした流れ場は粉体ジェットの自由落下運動である。この流れは噴流などと類似した容器壁による拘束がない、境界をもたない流れである。また、粒子の運動により空気流が引き起こされ、周囲空気のジェット内への流入が可能である。粉体ジェットによる周囲空気の巻き込み現象を明らかにするには、粉体ジェットや気流の速度分布、粉体の濃度分布、広がり幅などを調査することが重要である。しかし、粉体ジェットのこれらの流動特性はほとんど調べられていない。

1.4.1 混相ジェットに関する実験的研究

単相噴流については非常に多くの研究がなされている。ここでは、本研究と同様

の円形ノズルからの三次元軸対称噴流の流動特性についてまとめておく^{28)~31)}。噴流の中心軸上速度は軸方向距離に反比例し、距離の増加とともに減少する。発達した領域では、無次元軸方向速度分布が軸方向距離によらず相似になる。広がり半値半径は軸方向距離に比例して増加する。また、噴流に巻き込まれるエントレインメントに対しても研究が多く行われている^{32)~33)}。これらによると、エントレインメントは距離の増加とともに増加する。

柳井田ら^{34)~36)}は気中水ジェットの力学的特性とジェットの構造を実験的に研究した。彼らは、ジェットの連続性と水滴形成に応じて、気中水ジェットの領域を初期区、主要区、末期区に大別している。さらに、連続流から不連続流になる主要区での広がりが軸方向距離の平方根に比例すること、また、軸中心速度は軸方向距離の増加と共に減衰することを明らかにしている。

Laats³⁷⁾は、ノズル出口径と空気速度をパラメータとして、円形ノズルから噴出される固気混相ジェットの実験的研究を行った。ここで、ノズル出口部における質量混合比は0から1の間で変化させた。固気混相ジェット中の粒子は気流により加速される。ジェットの広がり単相噴流と比較して小さく、軸方向距離にほぼ比例し、粒子濃度の増加と共に減少する。軸中心速度の減衰は単相噴流より遅い。従って、単相噴流より遠くまで到達しうることを示唆した。また、ジェットの横断面での軸方向速度分布は粒子濃度や軸方向距離によらず相似形であることを示している。

Hardalupasら³⁸⁾は固気混相ジェット中の粒子の流動状態を種々の粒子径、ノズル出口部での質量混合比をパラメータとして位相ドップラー流速計を用いて測定し、粒子の軸方向平均速度や変動速度分布及び粒子濃度分布を明らかにした。粒子の軸方向速度と濃度分布は中心軸付近で最大で、外端部に向かって減少することを示している。また、湯ら³⁹⁾は同様の流れ場に対して、直接数値計算と実験によって、固気混相ジェット中の粒子と気流の運動を調べている。

以上の流れは、粒子や流体が自由空間中に噴出して形成される噴流であり、また、混相ジェットでは、粒子の存在による流体運動への影響が議論されている。し

かしながら，本研究で対象とするような，粒子流の流動特性や粒子流によって引き起こされる自由空間中の気流の流動特性に関する研究は，前述の巻き込み流量の研究など極めてわずかである．

1.4.2 混相ジェットを対象とした数値計算

混相ジェットを対象として， k - ε モデルを用いた多くの計算方法が提案されている．これらの研究では，粒子と流体の挙動を評価するために，粒子については個々の粒子を追跡するラグランジュ法，流体にはオイラー法を使用している． k - ε モデルの気流の乱流エネルギー k とその散逸率 ε の方程式は次のようになる．

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}^m k_{,m} = \left[\left(C_k \frac{k^2}{\varepsilon} + \nu_l \right) k_{,m} g^{jm} \right]_{,m} + P_k - \varepsilon + \overline{u'^i F'_i} \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}^m \varepsilon_{,m} = \left[\left(C_\varepsilon \frac{k^2}{\varepsilon} + \nu_l \right) \varepsilon_{,m} g^{jm} \right]_{,m} + C_{\varepsilon 1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + 2\nu_l \overline{u'_{i,j} F'^{i,j}} \quad (1.19)$$

ここで， C_k ， C_ε ， $C_{\varepsilon 1}$ と $C_{\varepsilon 2}$ は係数， P_k は生成項で次式のように書ける．

$$P_k = \nu_l (\bar{u}_{i,m} \bar{u}_{,j}^i g^{jm} + \bar{u}_{i,m} \bar{u}_{,j}^m g^{ij}) \quad (1.20)$$

混相ジェット中の気流に対する粒子の影響を調べるためには，式(1.18)の $\overline{u'^i F'_i}$ 項のモデル化が重要であり，種々のモデルが提案されている^{40)~44)}．

Danon ら⁴⁰⁾は，粒子濃度を考慮して， St 数が1より小さい場合の F_i を以下のようにモデル化した．

$$F_i = \frac{18\mu\rho_p}{d^2} c(v_i - u_i) \quad (1.21)$$

式(1.21)を式(1.18)に代入して時間平均すると，前述の項は次のようになる．

$$\overline{u'^i F'_i} = \frac{18\mu\rho_p}{d^2} \left[(\bar{v}_i - \bar{u}_i) \overline{c' u'_i} + \overline{(v'_i - u'_i) u'_i c} + \overline{c' (v'_i - u'_i) u'_i} \right] \quad (1.22)$$

彼らは上式の右辺第1項と第3項を無視し， $-\overline{(v'_i - u'_i) u'_i}$ を次のようにモデル化した．

$$-\overline{(v'_i - u'_i)u'_i} = 2k \left(1 - e^{-B(t_p/t_i)} \right) \quad (1.23)$$

ここで、 t_p は気流の速度変動への粒子の応答時間で $\rho_p d_p^2 / \mu$ で表し、 t_i は乱流渦の特性時間で $(\mu / \rho_f \varepsilon)^{1/2}$ 、 B は経験定数である。Chen ら⁴¹⁾は Danon らと同様のモデルを使用した⁴¹⁾が、 t_p を粒子の緩和時間で t_i を渦の存在時間で書き改めた。また、Mostafa ら⁴²⁾は粒子と気流の相互作用に次のモデルを提案した。

$$-\overline{(v'_i - u'_i)u'_i} = 2k \left(1 - \frac{\tau_L}{\tau_L + \tau_d} \right) \quad (1.24)$$

ここで、 τ_L と τ_d は

$$\tau_L = 0.35K / \varepsilon, \quad \tau_d = \frac{4d_p \rho_p}{3C_D \rho_f |u_i - v_i|} \quad (1.25)$$

で表される。

以上のモデルを用いた数値計算は、混相ジェットの速度分布や広がり幅、エントレインメントなどの実験値とほぼ同様の傾向を示している。

しかし、これらのモデルでは、ジェット内部に含まれる粒子は微粒子としている。固気二相流では流れに存在する粒子が微粒子の場合には乱れを抑制し、大粒子の場合には乱れを促進することが知られている。本研究で対象とした粒子は比較的粒子径が大きいので、粒子の流れによって気流の乱れが増加する可能性がある。そこで、本計算では彭ら⁴⁵⁾による管内流の粗大粒子の固気相互作用モデルを使用して、粒子の影響を表現する。

最近では、計算機の処理速度や計算技術の発達によって、Large Eddy Simulation (LES) や直接数値計算 (DNS) を使用して混相ジェット中の気流と粒子の流動特性をより細かく検証する結果も得られている^{46)~50)}。

1.5 固気二相流のレーザー計測に関する従来の研究

固気二相流の測定には、流れ場に粒子と気流が混在するため、測定中に両者の流

れに影響を及ぼさない方法が適している。このため、非接触で流れを乱さずに、また、粒子や気流の速度を同時に測定することが可能なレーザー計測が種々の研究で用いられている。まず、粒子と気流の速度や粒子径のポイント計測を行う、レーザードップラー流速計 (Laser-Doppler Velocimetry, L.D.V.) と位相ドップラー流速計 (Phase-Doppler Anemometry, P.D.A.) の測定について述べる。

Tsujiら⁵¹⁾は水平管内固気二相流に対して、L.D.V.を用いて、気流や粒子の速度を測定した。測定は、平均粒子径が3.4mmと200 μ mのプラスチック粒子について行われた。これより、粒子径の違いによって気流の乱れ強さが大きくなることが明らかとなった。また、Tsujiら⁵²⁾は、5種類の粒子径での、鉛直管内固気二相流についても同様の測定を行い、粒子の影響による気流の平均速度や乱れ、スペクトル分布の変化について考察した。

菱田ら⁵³⁾は管内軸対称固気二相噴流についてのL.D.V.計測を行った。彼らはL.D.V.で測定される気流と粒子の速度や粒子径を判別する信号処理法を開発し、粒子群や気流の速度及び乱れ強さやレイノルズ応力、粒子密度分布などを測定した。これらの結果から、緩和時間の異なる2種類の粒子群に対する気流の乱流運動の変化を実験的に明らかにした。

Sooら^{54)~56)}は、水平管内固気二相流についてP.D.A.測定を行い、管内を流動する粒子速度と粒子径の測定を行った。これより、管断面での粒子群や気流の速度分布や乱れ強さ、さらに粒子濃度や粒子相のレイノルズ応力などを明らかにした。

また、最近の固気二相流の測定では、流れ場のフィールド計測が可能な、粒子画像流速計 (Particle Image Velocimetry, P.I.V.) が適用されるようになった。これは、L.D.V.などとは異なり、空間的な速度情報が得られることが利点として挙げられる。

菱田ら⁵⁷⁾は固液二相矩形管内流に対して、P.I.V.を用いて、両相の速度を二次元的かつ時系列的に測定を行った。彼らは、二相流中の固体粒子とトレーサ粒子の粒子径の違いを利用して両粒子を判別し、両相の速度情報が得られるような測定を行った。この結果、粒子の介在により流体側の鉛直方向、水平方向の乱流強度が増加す

ることやパワースペクトル分布の特性, 積分長さスケール及び乱流エネルギー方程式の収支が単相時に比べて変化が見られることなどを明らかにした。現在でも, P.I.V.に対してデータの信頼性や精度, 解析アルゴリズムの改良など様々な研究が行われている。

本現象は自由空間中に粒子群と気流が同時に存在する流れ場である。これらの流動状態を正確に知るためには, 上述したようなレーザー計測器を使用することが最適であると考えられる。そこで, 本研究ではこれらを使用して粒子群や気流の速度, 数密度を測定するものとした。

1.6 粉体ジェットの自由落下運動⁵⁸⁾

粉体ジェットは落下中に周囲空気を巻き込む。このため, 粉体ジェット中の粒子は巻き込まれた気流とともに相対的に落下するといえる。そこで, 本研究では, 粉体ジェットと気流の落下速度の関係を以下のように考える。

オリフィスから鉛直下向きに z 軸をとると, 静止流体中の単一球粒子の z 軸方向の運動方程式は次式で与えられる。

$$\rho_p \frac{\pi}{6} d_p^3 \frac{dv_s}{dt} = -\frac{1}{2} C_D \rho_f \frac{\pi}{4} d_p^2 v_s^2 + \rho_p \frac{\pi}{6} d_p^3 g \quad (1.26)$$

ここで, ρ_p は粒子密度, ρ_f は空気密度, t は時間, v_s は単一球粒子の落下速度である。

粉体ジェット中の個々の粒子についても, 単一球粒子の場合と同様に粒子に働く力を抗力, 重力とする。粉体ジェットは落下中に周囲の空気を巻き込み, 巻き込まれた空気はジェットの流れに沿って z 軸方向に流れると考えられるので, 粉体ジェット中の1個の粒子の運動方程式は次式で与えられる。

$$\rho_p \frac{\pi}{6} d_p^3 \frac{dv_z}{dt} = -\frac{1}{2} C_D \rho_f \frac{\pi}{4} d_p^2 (v_z - u_z)^2 + \rho_p \frac{\pi}{6} d_p^3 g \quad (1.27)$$

ただし, 粒子群中の1個の粒子の抵抗係数は単一球粒子の抵抗係数と同じとする。ここで, v_z は粒子の落下速度, u_z は空気の落下速度である。

粒子の加速が停止したとき, すなわち, $dv_s/dt=0$ のときの v_s を $v_{s\infty}$, $dv_z/dt=0$ のと

きの v_z を $v_{z\infty}$, u_z を $u_{z\infty}$ とおけば, 式 (1.26), (1.27) より次の関係が得られる.

$$v_{z\infty} = v_{s\infty} + u_{z\infty} \quad (1.28)$$

式 (1.28) より, 等速落下時の粉体ジェット中の1個の粒子の沈降速度 $v_{z\infty}$ は単一球粒子の沈降速度 $v_{s\infty}$ とジェットと共に流下する空気の最終速度 $u_{z\infty}$ の和で近似的に表されることになる. 干渉沈降では置換流体による上昇流が形成されるため, その影響により減少することになる.

1.7 本論文の目的と構成

1.7.1 本論文の目的

前節までに, 本現象に関連する研究の概説を行ってきた. これにより, 粉体ジェットと周囲空気の巻き込み現象に関する未解決な問題が明らかとなった. 以下に改めて, 問題点をまとめ, 本研究の目的を述べる.

粉体ジェットによる巻き込み現象では, 空気の巻き込み流量に対していくつかの予測モデルの提案や実験がなされている. しかし, これらの予測モデルでは, 落下中の粒子の挙動や気流の運動を様々な仮定を用いて取り扱っている. また, 実験では気流の巻き込み流量を堆積粉体との衝突などによって間接的に測定しており, 各位置で直接測定した研究は見られない. そこで, 粉体ジェットと気流の流動状態を正確に調査し, 粉体ジェットへの巻き込み量を評価する.

粉体ジェットは落下中に周囲空気をジェット内部に巻き込み, ダウンバーストと同様に下降気流を形成すると考えられる. この場合, 粉体ジェットの落下速度は気流の影響を受けるため, 単一球粒子の落下速度と比較して変化することになる. しかしながら, 両相の流動の詳細を説明したものはほとんど見られない. このことは, 粉体ジェットの落下運動と気流の流動の関係を知るために興味深いものといえる. そこで, 粉体ジェットの流動特性とジェット内部の気流や誘起される周囲空気の流動特性を明らかにする. さらに, 粒子や気流の速度特性や広がりを解明することは巻き込み流量を直接評価し, 従来の研究で得られた巻き込み流量と比較して信

頼性が高い結果を得る。

粒子が接近した状態で流動するとき、周囲粒子との干渉や流体の影響を受ける。粉体ジェットが自由落下する場合も、これらの影響を受けると考えられる。しかし、粉体ジェットの分散状態や広がりについて詳しく説明したものはあまり見られない。また、落下中の粒子濃度の変化を調査した結果も得られていない。そこで、これらを解明することにより、粉体ジェット内部の流動状態を詳細に知ることができると期待される。

本現象のように多数の粒子の運動により気流の流動が引き起こされる流れ場に関する数値計算はあまり見られない。そこで、数値計算モデルを示して、粉体ジェットの落下挙動と気流の流動状態を数値計算で表現する。

本研究では、研究対象はホッパーからの排出が容易な、粒子レイノルズ数が約100程度までの、自由流動性粉体のガラスビーズを使用する。

以上によって、粉体ジェットの流動特性とこれに誘起される周囲空気の巻き込み現象を解明する。

1.7.2 本論文の構成

前述の目的から、本論文は以下のように構成される。

第1章（本章）は、本研究の序論である。

第2章は、本研究で使用する計算モデルについて論じる。本計算では粉体ジェットの自由落下運動を個々の粒子を追跡するラグランジュ法で計算するので、これに関する計算式や粒子に作用する力として抗力、横方向力（Magnus力、Saffman力）、さらに、粒子間衝突について述べる。また、粉体ジェットに誘起される気流の流動はオイラー法で、乱流の計算は粒子の影響を考慮した $k-\epsilon$ 乱流モデルを使用する計算方法について紹介する。

第3章は、粉体ジェットの流動特性を速度特性から実験と数値計算によって調査

する。質量流量や落下距離をパラメータとして、粉体ジェットの軸方向、半径方向速度及び両方向の変動速度をL.D.V.により測定する。粉体ジェットの落下速度を、干渉沈降と同様に、単一球粒子の落下速度と比較を行い、粉体ジェットと巻き込み空気との関係を明らかにする。また、半径方向速度や変動速度を知ることによって、粉体ジェットの流動状態を把握する。さらに、粉体ジェットの速度特性を数値計算によって再現する。

第4章は、粉体ジェットにより誘起される気流の流動特性を軸方向速度の性質や流れ場の可視化によって明らかにする。気流の軸方向速度の測定にはP.D.A.を、流れ場の可視化にはP.I.V.を用いて実験を行う。気流の軸方向速度の結果から、粉体ジェット内部の巻き込み流量や全体積流量の落下距離や質量流量との関係を調査する。また、従来までの理論モデルとの比較を行う。さらに、気流の流動を数値計算によって表現する。

第5章は、粉体ジェットの内部構造を明らかにするために粒子濃度特性を調査する。粒子濃度はP.D.A.により測定した数密度から算出する。この結果から、粉体ジェットの粒子濃度分布や中心軸上粒子濃度の落下高さとの関係について明らかにする。また、数値計算により粉体ジェットの粒子濃度特性を再現する。

第6章は、粉体ジェットと気流の拡散特性を解明する。両者の広がり、落下距離や質量流量をパラメータとして、外端半径や速度の半値半径により検証する。また、数値計算によって粉体ジェットの分散状態を表現するとともに粉体ジェットの拡散に作用する支配因子を明らかにする。

第7章は本研究の結論であり、本研究によって得られた結果をまとめ、本論文の研究内容を総括している。さらに、付録には本研究で使用した粒子と気流の相互作用による円柱座標系 $k-\epsilon$ 方程式の誘導を示す。

第2章 数値解析の計算モデル

2.1 はじめに

第1章で述べてきたように、粉体ジェットとこれに誘起される気流の運動は、流体の強制的な流れ場が存在せず、体積力として重力のみが作用する粒子-流体系二相流である。また、両相の流動の形成には、粒子-流体間、粒子間相互作用が支配的な役割を演じている。流体中の多数の粒子運動を解析するには、粒子の存在や運動により時々刻々と変化する周囲流体の運動を、与えられた流れ場や境界条件および粒子表面での条件のもとで解き、得られた粒子周りの流れ場から粒子に作用する力を求め、粒子の運動方程式を解くことに帰着できる。

しかしながら、粒子形状が複雑であったり、多数の粒子の場合、粒子周りの流れを解析的に解くことはできない。このため数値的方法が取られる。

個々の粒子運動の支配方程式は並進および回転に対して与えられる。粒子に作用する力は、表面力と体積力の和として表現できる。流体に起因する表面力を上述の方法で正確に計算するには粒子周りに非常に細かい計算メッシュを設定する必要がある。しかも多数の粒子を対象とするとき、現在でもこの方法によってこの項を評価することは非常に困難である。

そこで、本研究では、粒子近傍の巨視的な流体運動との相互作用でこの力をモデル化し、これらを重ね合わせて、粒子周りの流れ場が粒子に及ぼす表面力をモデル化する。

粒子運動は、第1章で述べたように、個々の粒子を追跡するラグランジュ法を、気流は連続体としてオイラー法を用いて数値計算する。

2.2 粒子に作用する力

前節のようなモデル化において、粒子に働く表面力は、粒子と流体の相対速度の関数として与えられる力や流れ場の局所的な変形速度に関連づけて与えられる力がある。これらの力が粒子運動に及ぼす影響は粒子と流体の密度比、粒子濃度あるいは流れ場の非定常性などによって異なる。固気二相流では密度比が大きくなるため、付加質量力や時間履歴力（バセット力）などの非定常力は無視されることが多く、重力のみが考慮される。

本研究では、粒子と流体の密度比 ρ_p/ρ_f が 10^3 以上の固気二相流を扱うため、粒子に作用する表面力は抗力、Magnus 力、Saffman 力でモデル化し、体積力として重力を考慮し、浮力を無視した。

本節では本計算で使用した粒子に作用する表面力について述べる。

2.2.1 抗力（流体抵抗）

粒子に作用する抗力は粉体ジェットの落下運動やこれに誘起される気流の流れに対して、重力の次に一番重要な力であるといえる。粉体ジェットと気流はともに落下するが、両者の相対速度の方向と逆方向に抗力 F_D が粒子に作用する。

$$F_D = C_D \frac{1}{2} \rho_f V_r^2 \frac{\pi}{4} d_p^2 \quad (2.1)$$

ここで、 V_r は粒子と流体の相対速度である。上式の抵抗係数 C_D は粒子レイノルズ数 Re_p によってその大きさが異なる。

一般に、 C_D は単一球の抵抗係数-レイノルズ数標準曲線図を用いて計算される。 $Re_p < 1$ の抵抗係数に対して Stokes 則があり、 $Re_p > 500$ の場合に Newton 則がある。しかし、 $1 < Re_p < 500$ の C_D には種々の実験式が提案されている。Morsi ら⁵⁹⁾ は Re_p が 0.1 から 50000 の範囲において、近似式を出している。

$$\begin{aligned} C_D &= 24/Re_p & Re_p < 0.1 \\ C_D &= 22.73/Re_p + 0.0903/Re_p^2 + 3.69 & 0.1 < Re_p < 1 \\ C_D &= 29.1667/Re_p - 3.8889/Re_p^2 + 1.222 & 1 < Re_p < 10 \end{aligned}$$

$$C_D = 46.5/\text{Re}_p - 116.67/\text{Re}_p^2 + 0.6167 \quad 10 < \text{Re}_p < 100 \quad (2.2)$$

$$C_D = 98.33/\text{Re}_p - 2778/\text{Re}_p^2 + 0.3644 \quad 100 < \text{Re}_p < 1000$$

$$C_D = 148.62/\text{Re}_p - 4.75 \times 10^4 / \text{Re}_p^2 + 0.357 \quad 1000 < \text{Re}_p < 5000$$

$$C_D = 0.4 \quad 5000 < \text{Re}_p < 50000$$

ここで、 Re_p は粒子と気流の相対速度を基準にした粒子レイノルズ数であり、 $\text{Re}_p = |v_z - u_z|d_p / \nu_l$ として与えた。 ν_l は流体の層流の動粘度である。本数値計算では、 C_D に式(2.2)の関係を使用するものとした。

2.2.2 横方向力（揚力）

粒子には、粒子と流体の相対速度の方向に垂直に作用する横方向力（揚力）があり、これは回転によるものと速度勾配によるものの2種類がある。

(a) Magnus 力

Magnus力は気流中での粒子の回転により流体の圧力差が生じたことで発生する力である。例えば、粉粒体の空気輸送などでは主流方向に垂直な1つの横方向力である。また、水平空気輸送の場合のこの力を考えると、重力の次に大きい鉛直成分の力として見る事ができる。Fig.2.1に相対速度および回転方向と揚力の方向を示す。

一様流中で粒子が回転する場合のMagnus力 F_{LM} は、粒子レイノルズ数が4程度までの範囲において、Rubinowら⁶⁰⁾によって解析的に求められている。

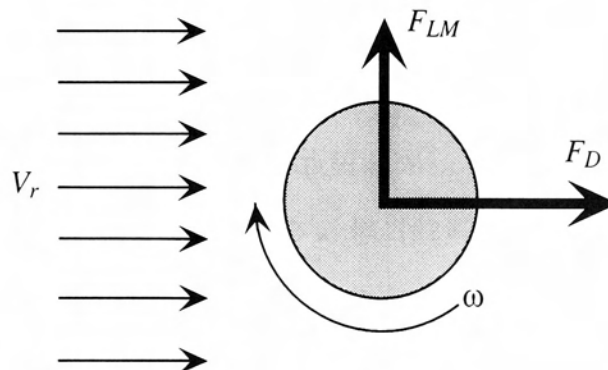


Fig.2.1 Magnus force.

$$F_{LM} = \frac{\pi}{8} \rho_f V_r d_p^3 \omega \quad (2.3)$$

F_{LM} の実験結果は、一般に揚力係数 C_L や速度比 Γ を用いて整理される。この力は次のように書くことができる。

$$F_{LM} = \frac{1}{2} C_L \rho_f V_r^2 \frac{\pi}{4} d_p^2 \quad (2.4)$$

ここで、 C_L は粒子の揚力係数である。また、 Γ は $\Gamma = \omega d_p / 2V_r$ で与えられる球の表面上の速度と相対速度の比である。

Tsuji ら⁶¹⁾ は回転球を撮影して分析することによって Re_p が 550 ~ 1600 の条件での C_L と Γ が $C_L = (0.4 \pm 0.1)\Gamma$ であることを示した。また、Oesterle ら⁶²⁾ は $Re_p < 60$ の時に $C_L = (0.35 \pm 0.1)\Gamma$ であることをレーザー流速計で確認した。最近では C_L / Γ と Re_p との関係が検討されている。そこで、Oesterle ら⁶³⁾ は粒子レイノルズ数が $10 < Re_p < 140$ において、実験により粒子軌跡の追跡を行い、 C_L に対して次式の関係式を示した。

$$C_L = 0.45 + (2\Gamma - 0.45) \exp(-0.075\Gamma^{0.4} Re_p^{0.7}) \quad (2.5)$$

上式から C_L / Γ は Re_p の増加とともに減少し、また、 Γ の増加とともに減少する傾向を示した。また、Tsuji らや Barkla ら⁶⁴⁾ の結果にも同様の傾向がみられた。

本研究では、Magnus 力の係数 C_L は Tsuji ら⁶¹⁾ の相関式を利用し、次式で与えた。

$$C_L = \begin{cases} 0.3\Gamma & (\Gamma \leq 0.7) \\ 0.21 & (\Gamma > 0.7) \end{cases} \quad \Gamma = \frac{|\omega| d_p}{2V_r} \quad (2.6)$$

(b) Saffman 力

粒子の回転による揚力以外に、**Fig.2.2** のような速度勾配による横方向力（揚力） F_L が作用することが知られている。固体壁近傍などの流体の速度勾配が大きい領域ではこのような横方向力が粒子運動に対して大きな影響を与える。本研究でも、粒子の存在領域に気流の速度勾配があるのでこの力をモデル化する。

Saffman⁶⁵⁾ は、 $Re_p < 1$ の場合のせん断流中の粒子運動に対して理論解析を行い、粒子が流れより遅いときに粒子が高速側に移動することを示した。その大きさは

$$F_{LS} = 6.46\mu V_r \left(\frac{d_p}{2}\right)^2 \sqrt{\frac{\Pi}{\nu_l}} \quad (2.7)$$

で表される。ここで、 V_r は流体に対する粒子の相対速度 $U - V$ 、 Π は速度勾配 dU/dy である。

近年、Saffmanの理論解の適用範囲外で、速度勾配に起因した力による粒子の挙動の研究が盛んに行われている^{66)~70)}。いずれの研究でも、 Re_p の増加とともにこの力が減少することを述べている。本計算では、 Re_p の範囲が本研究と類似する、 Mei ⁶⁷⁾によるこの力の修正式を使用した。

$$\begin{aligned} \frac{F_L}{F_{LS}} &= \left[\left(1 - 0.3314\alpha^{1/2}\right) \exp\left(-\frac{Re_p}{10}\right) + 0.3314\alpha^{1/2} \right] & (Re_p \leq 40) \\ &= 0.0524(\alpha Re_p)^{1/2} & (Re_p > 40) \end{aligned} \quad (2.8)$$

ここで、 F_{LS} はSaffmanの理論解、 α は速度勾配と相対速度の比で

$$\alpha = \frac{\left| \frac{\partial u_z}{\partial r} \right| \frac{d_p}{2}}{|u_z - v_z|} \quad (2.9)$$

で表される。

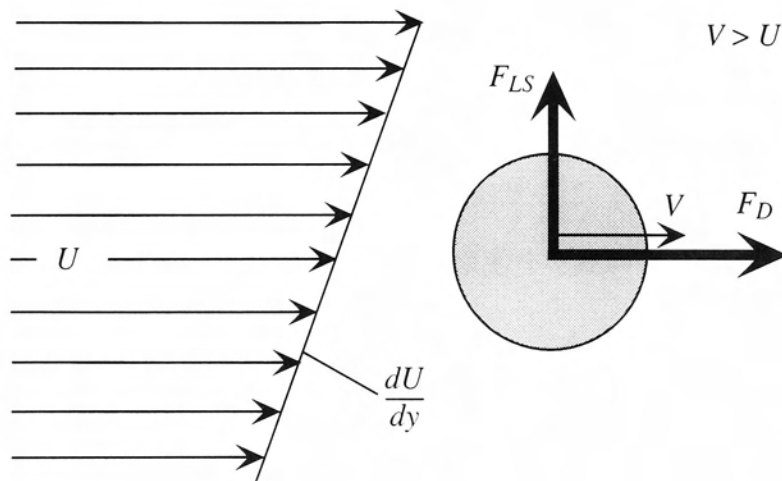


Fig.2.2 Saffman force.

2.3 粒子の運動方程式

粒子運動を直角座標系で計算し、オリフィスから鉛直下向きに z 軸、水平断面内に x 軸、 y 軸を取れば、粒子の並進運動の方程式は次のように与えられる。

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{3\rho_f V_r}{4\rho_p d_p} \left[-C_D(v_x - u_x) + \frac{C_L \omega_y}{|\omega|} (v_z - u_z) + \beta \frac{4.1x(v_z - u_z)}{rV_r} \sqrt{v_l \left| \frac{\partial u_z}{\partial r} \right|} \right] \quad (2.10)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = \frac{3\rho_f V_r}{4\rho_p d_p} \left[-C_D(v_y - u_y) - \frac{C_L \omega_x}{|\omega|} (v_z - u_z) + \beta \frac{4.1y(v_z - u_z)}{rV_r} \sqrt{v_l \left| \frac{\partial u_z}{\partial r} \right|} \right] \quad (2.11)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{3C_D \rho_f V_r}{4\rho_p d_p} (v_z - u_z) + g \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \beta &= \left(1 - 0.3314\alpha^{1/2}\right) \exp\left(-\frac{\text{Re}_p}{10}\right) + 0.3314\alpha^{1/2} && (\text{Re}_p \leq 40) \\ &= 0.0524(\alpha \text{Re}_p)^{1/2} && (\text{Re}_p > 40) \end{aligned} \quad (2.13)$$

ここで、 v_i は粒子速度、 u_i は気流速度で $u_i = \bar{u}_i + u'_i$ のように瞬間速度を使った($i=x,y,z$). \bar{u}_i は平均速度であり、気流の運動方程式から求める。 u'_i は k を気流の乱流エネルギーとして標準偏差 σ が $\sqrt{2k/3}$ のGaussian分布から求めた。 V_r は粒子の気流に対する相対速度で $\sqrt{(v_x - u_x)^2 + (v_y - u_y)^2 + (v_z - u_z)^2}$ 、 d_p は粒子直径、 ρ_p は粒子密度、 ρ_f は空気密度、 v_l は空気の層流の動粘度、 g は重力加速度、 r は $\sqrt{x^2 + y^2}$ で与えられる半径方向座標、 ω は粒子の角速度ベクトルである。

粒子は他の粒子との衝突により回転する。自由飛行中の粒子は気流中で回転するので気流の影響を受けるが、ここでは、粘性による減衰のみを考慮する。これに対して、本研究ではDennisらの式⁷⁾を使用した。粒子の回転の式は次式で与えられる。

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{-15\rho_f |\omega| \omega}{16\pi\rho_p} \left(\frac{C_1}{\sqrt{R_\omega}} + \frac{C_2}{R_\omega} \right) \quad (2.14)$$

ここで、 $R_\omega = d_p^2 |\omega| / 4v_l$ であり、 C_1 、 C_2 はDennisらによる値でそれぞれ、6.45、32.1とした。

2.4 衝突

粒子間衝突は、粉体ジェットの拡散に影響を及ぼすと考えられるため、重要な要素である。本節では粒子間衝突を取り扱う際に不可欠となる計算時間ステップと粒子間衝突の判定について述べる。

2.4.1 計算時間ステップ

粒子軌跡は2.3節の運動方程式を微小時間 Δt (計算時間ステップ)毎に積分して求められる。もし、 Δt が大きければ、この間の粒子間衝突を無視することになる。一方、 Δt が小さすぎると、計算にかかる時間が非常に大きくなる。そこで、 Δt を適当に決める必要がある。粉体ジェットの鉛直下向き方向や水平方向の粒子分布は、粒子間衝突や周囲流体の影響により気体分子運動論における分子の分布とは異なり、均一とは考えられない。従って、平均自由時間も局所的に変化すると考えられるため、流れ場全体から与えることは適当でないといえる。落下中の粉体ジェットは横方向に拡散し、落下距離の増加とともに速度を増加する。このことから、粉体ジェットの粒子濃度は粒子の排出孔付近で最大であるといえる。さらに、それは粒子の容器内での密充てん濃度より大きくなることは考えられない。そこで、本計算では、安全のため粒子の密充てん状態時の粒子濃度を用いて、平均自由時間を求め、これを Δt として使用する。また、本研究の実験範囲では、粉体ジェットと気流の相対速度の軸方向成分は、単一粒子の終末速度 $v_{s\infty}$ より小さいため、 $v_{s\infty}$ を Δt を定める基準値として用いた。以上より、 Δt は

$$\Delta t = \frac{1}{K} \cdot \frac{d_p}{6\sqrt{2}c_m v_{s\infty}} \quad (2.15)$$

とした。ここで、 d_p は平均粒子直径、 c_m は密充てん時の粒子濃度であり、本計算では実験による測定値0.564を使用した。なお、下流側に向かうにつれて、粒子濃度は減少すると考えられるため、計算終了時間まで Δt の初期値を共通に使用しても問題ないといえる。

2.4.2 粒子間衝突

粒子間衝突問題は主に衝突発生の判定と衝突後の速度と回転速度の決定である。粒子間衝突に対して富田ら⁷²⁾による両粒子間の影響領域モデルがある。これによると、粒子径より大きい球領域を設定して、ある時間で両粒子の領域が重なった場合に衝突が発生する。この研究は粒子間衝突の重要性を説明した。その後、田代ら^{73)~74)}、田中ら⁷⁵⁾、Oesterleら⁷⁶⁾も粒子間の衝突問題を考えて、いくつかのモデルが提案された。本研究では、田代らのモデルに基づいて次のように考える。

2.4.2.1 粒子間衝突判定

ここでは、低濃度の粒子流を対象とするものとし、3個以上の粒子の同時衝突は考えない。**Fig.2.3**はある瞬間の直径 d_1 の粒子1と直径 d_2 の粒子2の中心をつなぐ面内を示す。ここで、時間 τ 後に、この両粒子が衝突するかどうかは、次のように確

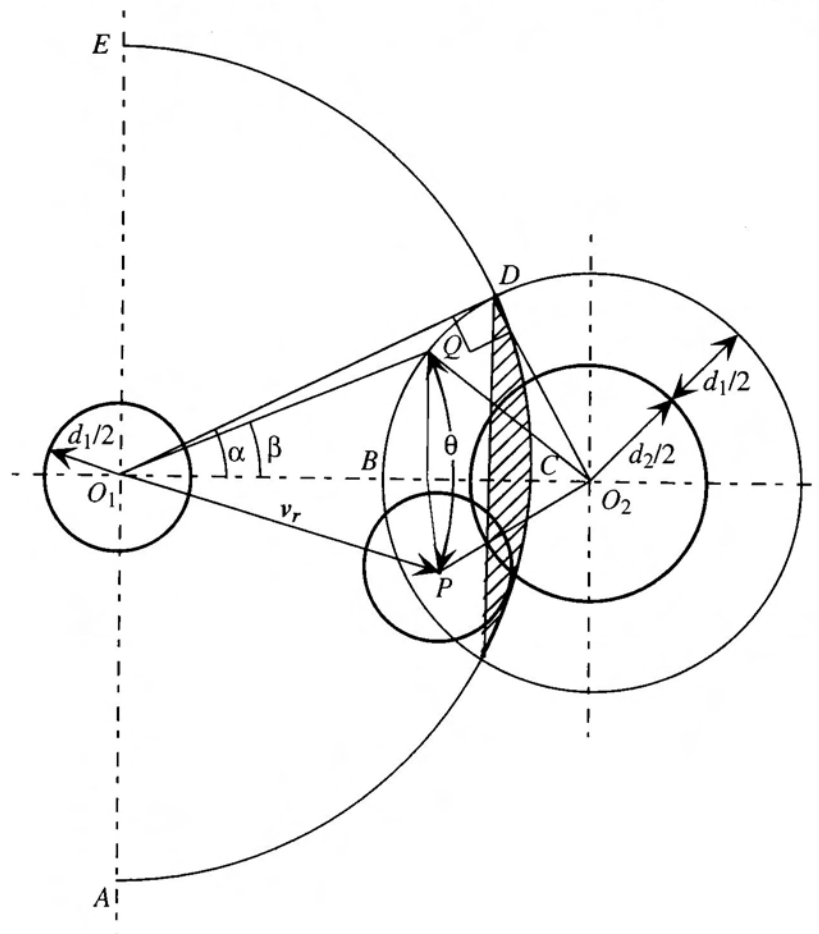


Fig.2.3 Particle-particle collision.

率的に考える⁷³⁾。粒子2に対する粒子1の相対速度を $v_r = v_1 - v_2$ とする。両粒子が離れていく場合、粒子間に衝突はないとする。 v_r の方向は $\overline{O_1A}$ を半径とした半球面内となる。 τ 内で v_r は変化しないとすると、 v_r の方向が図の斜線球面内にあるとき粒子は衝突することになる。 $\overline{O_1A}$ を半径とする半球面の表面積を S 、斜線部分の球の表面積を S^* とすれば、その比 SR は $SR = S^*/S = 1 - \cos\alpha$ となる。ここで、 α は粒子1が粒子2に衝突する可能性がある角度である。そこで、 Rn を一様乱数とすると、 $SR \geq Rn$ なら衝突あり、 $SR \leq Rn$ なら衝突なしとする。ただし、 $\sin\alpha = 2\overline{O_2O_1}/(d_1 + d_2)$ である。

τ は次のように決める。両粒子の衝突までの距離 L_{12} は $\overline{O_1A}$ から $\overline{O_1B}$ まで変化するので Rn を使って、 $L_{12} = \overline{O_1B} + Rn(\overline{O_1A} - \overline{O_1B})$ と与えると、

$$\tau = L_{12}/|v_r| \quad (2.16)$$

で求められる。このような衝突判断を可能な粒子対すべてについて計算し、 τ が最小の粒子対を選出する。この τ が計算時間ステップ Δt より大きければ Δt 間に衝突はないことになる。そして、粒子の軌道計算を Δt だけ進める。もし、 τ が Δt より小さければ τ だけ計算を進めることとなる。

両粒子が衝突する場合、粒子2の球面上の衝突点も一様乱数を使って求める。 v_r の方向が τ の間一定であれば両粒子の衝突はFig.2.3で角度 $\pm\alpha$ の範囲内で起こる。そこで、衝突点の角度 β を $\pm\alpha$ の範囲で一様乱数を使って決め、直線 $\overline{O_1Q}$ を求める。次

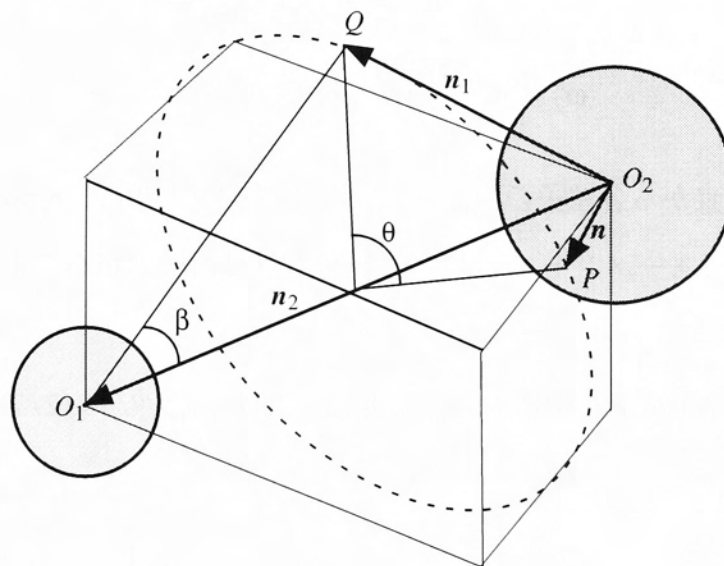


Fig.2.4 Geometry of particle-particle collision.

に、直線 $\overline{O_1O_2}$ に対して β だけ傾いた直線 $\overline{O_1Q}$ を $\overline{O_1O_2}$ 周りに一様乱数を使って 360° 以内で角度 θ だけ回転させる。このように求められる点 P を衝突点とする。Fig.2.4 のように、 Q 点を決めた後、ベクトル $\mathbf{n}_1 = \overline{O_2Q}$ と $\mathbf{n}_2 = \overline{O_2O_1}$ が決まる。よって、ベクトル $\mathbf{n} = \overline{O_2P}$ は次式で求められる。

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_1 \cos \theta + (\mathbf{n}_2 \cdot \mathbf{n}_1) \mathbf{n}_2 (1 - \cos \theta) + \mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2 \sin \theta \quad (2.17)$$

2.4.2.2 粒子間衝突後の速度と角速度の計算

粒子間衝突後の速度と角速度は衝撃運動方程式で決めることができる。粒子間衝突では、入射角が壁との衝突の場合より大きく、回転が衝突の途中で止まる場合も多いので、粒子の相対回転が衝突の途中で止まる場合も考えなければならない。粒子は並進速度と回転速度を持っているので、判定条件は両粒子の相対滑りが続く場合と相対滑りが途中で止まる場合に分けて考える必要がある。

接触点を原点とし、直角座標系 (α, β, γ) をとる。粒子2の中心から粒子1の中心へ向かう直線を β 軸、 β に垂直な摩擦面内に α 軸と γ 軸をとる。 $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ を各座標の単位ベクトルとする。衝突後の両粒子の速度 \mathbf{v}' 、角速度 $\boldsymbol{\omega}'$ は衝突前の速度 \mathbf{v} 、角速度 $\boldsymbol{\omega}$ によって次のように与えられる⁴⁵⁾。

$$\mathbf{v}'_1 = \mathbf{v}_1 - \frac{1}{m_{p1}} \mathbf{J}, \quad \boldsymbol{\omega}'_1 = \boldsymbol{\omega}_1 + \frac{1}{I_1} (\mathbf{r}_1 \times \mathbf{J}) \quad (2.18)$$

$$\mathbf{v}'_2 = \mathbf{v}_2 + \frac{1}{m_{p2}} \mathbf{J}, \quad \boldsymbol{\omega}'_2 = \boldsymbol{\omega}_2 - \frac{1}{I_2} (\mathbf{r}_2 \times \mathbf{J}) \quad (2.19)$$

ここで、 \mathbf{r} は接触点から各粒子の中心へ向かう半径ベクトルで、 $\mathbf{r}_1 = (d_1/2)\mathbf{j}$ 、 $\mathbf{r}_2 = -(d_2/2)\mathbf{j}$ 、 I は粒子の慣性モーメント、 m は粒子の質量、 \mathbf{J} は衝突力積ベクトルで次のように与えられる。

両粒子の相対滑りが全衝突期間で続く場合、即ち、 $v_{r\beta}/|U_r| < (2/7)f_p(1+e_p)$ のとき、

$$\mathbf{J} = \frac{m_{p1}m_{p2}}{m_{p1}+m_{p2}} \left[\frac{2}{7}(v_{r\alpha} + \omega_{r\gamma})\mathbf{i} + (1+e_p)v_{r\beta}\mathbf{j} + \frac{2}{7}(v_{r\gamma} + \omega_{r\alpha})\mathbf{k} \right] \quad (2.20)$$

ここで, e_p は粒子どうしの反発係数, $v_r = v_1 - v_2$, $\omega_r = (d_1/2)\omega_1 - (d_2/2)\omega_2$, $U_r = \sqrt{U_{r\alpha}^2 + U_{r\gamma}^2}$,

$U_{r\alpha} = (v_{1\alpha} + \omega_{1\gamma} d_1/2) - (v_{2\alpha} + \omega_{2\gamma} d_2/2) = v_{r\alpha} + \omega_r$, $U_{r\gamma} = v_{r\gamma} - \omega_{r\alpha}$ である.

相対滑りが途中で止まる場合, 即ち, $v_{r\beta} / |U_r| \geq (2/7)f_p(1+e_p)$ のとき,

$$\mathbf{J} = \frac{m_{p1}m_{p2}(1+e_p)}{m_{p1}+m_{p2}} \left(-\varepsilon_\alpha f_p |v_{r\beta}| \mathbf{i} + v_{r\beta} \mathbf{j} - \varepsilon_\gamma f_p |v_{r\beta}| \mathbf{k} \right) \quad (2.21)$$

ここで, f_p は粒子どうしの動摩擦係数, $\varepsilon_\alpha = U_{r\alpha} / |U_r|$, $\varepsilon_\gamma = U_{r\gamma} / |U_r|$ である.

2.5 粉体ジェットにより誘起される気流の計算

重力によって粒子運動が生じ, 粒子運動によって気流が生じる. この気流は, また, 粒子運動に影響する. 従って, これらの運動を調べるには粒子と気流に対する式を連立させて解く必要がある.

2.5.1 気流の運動方程式

粉体ジェットにより引き起こされる気流は, 粒子に作用する表面力を通して生じている. 本解析ではこれを重力のような1つの外力 \mathbf{F} として考慮し, 定常非圧縮性乱流気流の平均流の支配方程式 (レイノルズの式) を円柱座標系 (r, θ, z) で示すと, 次のようになる.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{u}_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{u}_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} = 0 \quad (2.22)$$

$$\bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial r} + \bar{u}_\theta \frac{\partial \bar{u}_z}{r \partial \theta} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial (r \tau_{zr})}{r \partial r} + \frac{\partial \tau_{z\theta}}{r \partial \theta} + \frac{\partial (r \tau_{zz})}{r \partial z} + \frac{\bar{F}_z}{\rho_f} \quad (2.23)$$

$$\bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial r} + \bar{u}_\theta \frac{\partial \bar{u}_r}{r \partial \theta} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial z} - \frac{\bar{u}_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \frac{\partial (r \tau_{rr})}{r \partial r} + \frac{\partial \tau_{r\theta}}{r \partial \theta} + \frac{\partial (r \tau_{zr})}{r \partial z} - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} + \frac{\bar{F}_r}{\rho_f} \quad (2.24)$$

$$\bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_\theta}{\partial r} + \bar{u}_\theta \frac{\partial \bar{u}_\theta}{r \partial \theta} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_\theta}{\partial z} + \frac{\bar{u}_r \bar{u}_\theta}{r} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{r \partial \theta} + \frac{\partial (r \tau_{r\theta})}{r \partial r} + \frac{\partial \tau_{\theta\theta}}{r \partial \theta} + \frac{\partial (r \tau_{z\theta})}{r \partial z} + \frac{\tau_{r\theta}}{r} + \frac{\bar{F}_\theta}{\rho_f} \quad (2.25)$$

ここで, 式(2.23)~(2.25)中の応力項 τ_{ij} は次のように置く.

$$\tau_{rr} = 2\nu \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial r} \quad (2.26)$$

$$\tau_{\theta\theta} = 2\nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{u}_\theta}{\partial \theta} + \frac{\bar{u}_r}{r} \right] \quad (2.27)$$

$$\tau_{zz} = 2\nu \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} \quad (2.28)$$

$$\tau_{r\theta} = \tau_{\theta r} = \nu \left[\frac{\partial \bar{u}_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \theta} - \frac{\bar{u}_\theta}{r} \right] \quad (2.29)$$

$$\tau_{z\theta} = \tau_{\theta z} = \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \theta} + \frac{\partial \bar{u}_\theta}{\partial z} \right] \quad (2.30)$$

$$\tau_{zr} = \tau_{rz} = \nu \left[\frac{\partial \bar{u}_r}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial r} \right] \quad (2.31)$$

また、式中の有効動粘度 ν は層流の動粘度 ν_l と乱流渦動粘度 ν_t の和である。

$$\nu = \nu_l + \nu_t \quad (2.32)$$

F_i は気流が粒子から受ける力であり、本計算では抗力のみを与えた。

$$F_i = -\frac{1}{2} C_D \rho_f \frac{\pi}{4} d_p^2 V_r (v_i - u_i) \quad (i=z, r, \theta) \quad (2.33)$$

また、各ステップごとに、単位体積当たりの力 \bar{F}_i を気流に作用させた。

$$\bar{F}_i = \sum_n F_i / V_{\text{cell}} \quad (i=z, r, \theta) \quad (2.34)$$

ここで、 n は各瞬間のセル内の粒子の個数である。

乱流渦動粘度の計算は k - ε モデルを用いて行った。 k は単位質量当たりの乱流運動エネルギー、 ε は乱流エネルギーの散逸率である。

$$k = \frac{1}{2} \sum_i \overline{u'_i u'_i} \quad (2.35)$$

$$\varepsilon = \nu \sum_i \sum_m \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_m} \frac{\partial u'_i}{\partial x_m}} \quad (2.36)$$

F_i を考慮した基礎式から k , ε に対して、相対的に小さい項や高次相関項などを無視すると⁷⁾、次式が誘導される (付録参照)。

$$\bar{u}_r \frac{\partial k}{\partial r} + \bar{u}_z \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial r} \right) + v_t \left(\frac{\partial \bar{u}_z}{\partial r} \right)^2 - \frac{k}{3} \frac{\partial u_z}{\partial z} - \varepsilon + D_k \quad (2.37)$$

$$\bar{u}_r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + \bar{u}_z \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} v_t \left(\frac{\partial \bar{u}_z}{\partial r} \right)^2 - c_{\varepsilon 3} \frac{k}{3} \frac{\partial u_z}{\partial z} \frac{\varepsilon}{k} - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + D_\varepsilon \quad (2.38)$$

上式は、Chenら⁴¹⁾による固気混相ジェットの解析に使用されたものと同様のものである。また、両式の最後の項は粒子によるソース項である。ここで、各係数は以下のように定義され、文献値⁴¹⁾の値を使用した。

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad \Gamma_k = \frac{v_t}{\sigma_k} + v_l, \quad \Gamma_\varepsilon = \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} + v_l$$

$$C_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.0, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.43, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92, \quad C_{\varepsilon 3} = 4.44$$

粒子によるソース項は粒子と気流の相互作用力に基づくものである。本解析では、粉体ジェットの運動が主に鉛直下向きであるため、抗力が支配的であるとして、ソース項は彭ら⁴⁵⁾による抗力のみを考慮する方法を用いた。この方法を簡単に説明する。直角座標系で考え、 n を粒子の数密度として単位質量当たりの i 軸方向の粒子抗力を $F_i = nD(v_i - u_i)$ と置き、 $D = (\pi/8)C_D d_p^2 |\bar{v}_z - \bar{u}_z|$ と近似する。 F_i' を抗力の変動値とすれば $D_k = \sum \overline{u_i' F_i'}$ であるから、

$$D_k = \sum n D \overline{u_i' (v_i' - u_i')} = \sum n D (\overline{u_i' v_i'} - 2k) \quad (2.39)$$

となる。よって、この項が正であれば粒子による乱れの生成、負であれば抑制が期待される。微粒子は慣性が小さく、気流の乱れの変化への追従性が良く、空間点における粒子の速度変動は主として気流の乱れによるといえる。これは、粒子レイノルズ数が小さく、気流の乱れの一部は粒子によって散逸され、乱れが抑制される効果になる。一方、粗大粒子によって、乱れが促進される効果は $\overline{u_i' v_i'}$ が $2k$ より大きくなるためといえる。粗大粒子は気流の乱れの変化の影響をあまり受けないが、粒子間衝突などにより粒子どうしの速度差は大きい。与えられた空間点における粗大粒子の速度変動はこのような速度差の異なる粒子によっているといえる。そして、これらの速度変動によって、その点の気流の乱れは影響を受ける。また、慣性が大き

いため、気流との速度差も大きく、粒子によって放出される渦も気流の乱れの生成源になりうる。そこで、これらを考慮して、 $\overline{u_i'v_i'}$ は k 、 d_p 、 ν_l および両者の相対速度に支配されるとすると、次のような固気相互作用モデルを得る⁴⁵⁾。

$$\sum \overline{u_i'v_i'} = Ck \text{Re}_p \quad (2.40)$$

ここで、 $\text{Re}_p = |\bar{v}_z - \bar{u}_z|d_p/\nu_l$ である。Cは係数で、実験値との比較により0.02とした。 D_k が正になることは相関という観点から見れば、気流どうしの相関より、粒子と気流の相関が大きいということになり奇異であるが、粒子の速度の変動レベルが気流より大きいと考えることができる。また、式(2.38)の最後の項は次式で与える。

$$D_\varepsilon = -2nD\varepsilon \quad (2.41)$$

2.6 計算条件

粉体ジェットとこれにより誘起される周囲空気の流動を調べるための計算領域は実験結果から得られた両相の流動領域より大きい円柱領域を用いた。数値計算は鉛直下向き方向に前進差分法、水平断面は風上差分法を使用する。

実験によると、オリフィス直径 D が8mmからの粉体ジェットの落下運動では、その広がり z が1500mmの場合で40mm程度であるため、計算領域として粒子と壁の衝突が起こらないように円筒半径 R_d は200mm、軸方向距離は4000mmとし、円筒壁で気流は滑りあり、円筒上部は大気開放とした。このとき、気流の半径方向と周方向の分割数は、それぞれ、40分割と24分割とした。また、鉛直下向き方向の分割数は200分割である。ここで、本計算領域の縦横比 R_d/z は0.05である。ジェットなどの計算では縦横比が0.25程度を用いていることと比較すると気流の流動領域が狭い可能性がある。そこで、両者の縦横比で計算して気流の流動を比較した。この結果、気流の流動はほぼ変わらないことを確認した。Fig.2.5に計算領域と条件を示す。

粒子の z 方向の初速度は実験に合わせて全ての計算において0.767m/sとして与えた。個数平均粒子直径 d_p が454 μm 、幾何標準偏差 σ_p が0.116、 ρ_p が2590kg/m³の実験と同一の粒子を使用し、 ρ_f は1.205kg/m³、 ν_l は $1.512 \times 10^{-5}\text{m}^2/\text{s}$ 、粒子間衝突の反発係

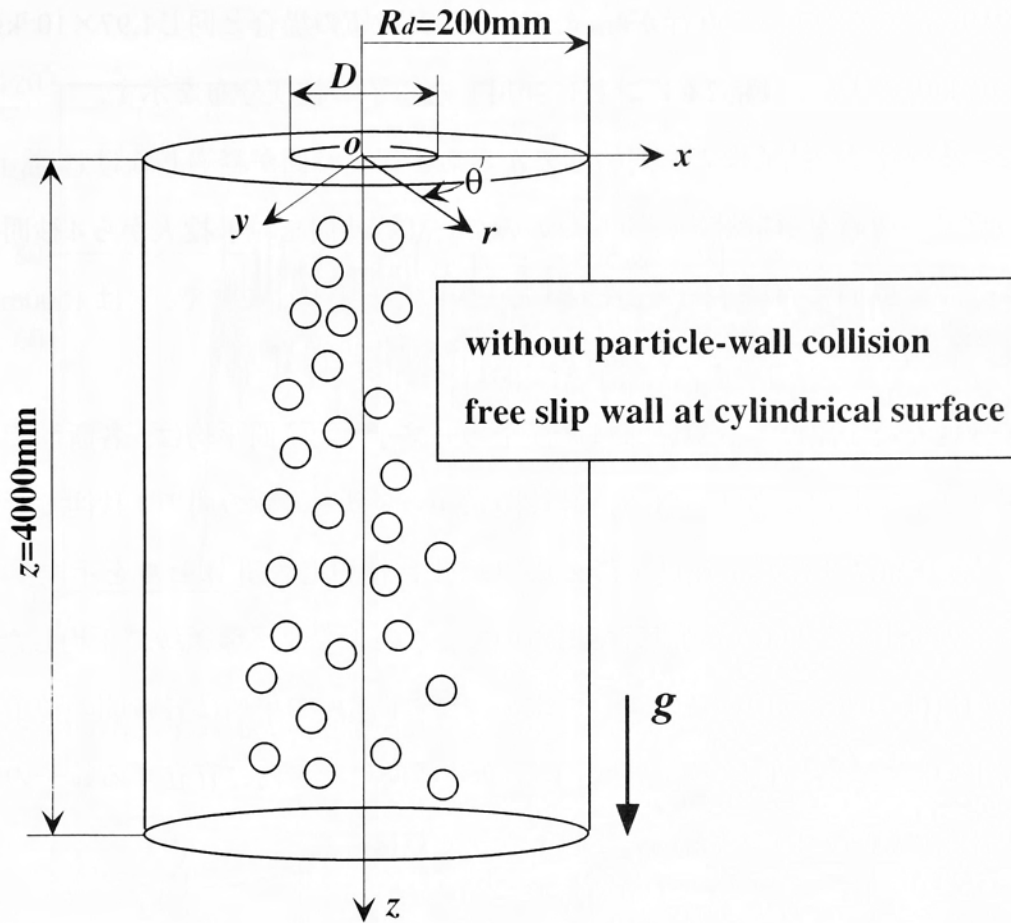


Fig.2.5 Calculation region and conditions.

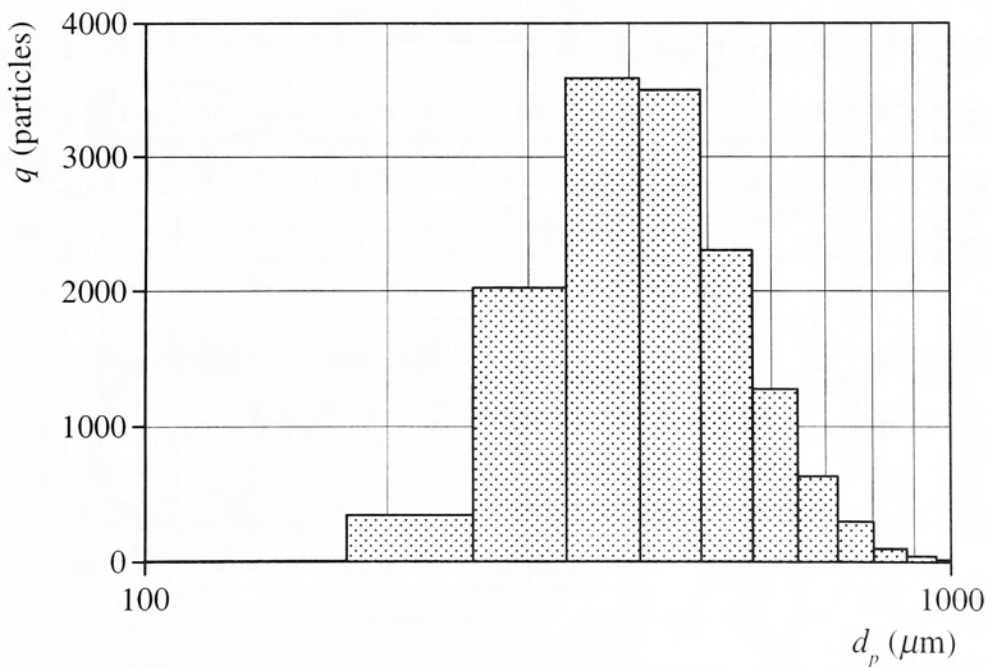


Fig.2.6 Particle size distribution of calculation.

数 e_p は0.9, m_i はオリフィス直径が4mm, 6mmの実験値の場合と同じ $1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$, $5.75 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ とした。Fig.2.6に計算に使用した粒子の粒度分布を示す。

また、計算では、粒子投入を開始してからある程度時間が経過しなければ、各断面での粒子の通過率が定常値に達しないので、計算時間を粒子投入から4秒間とした。Fig.2.7に断面での粒子の通過数と時間の関係を示す。ここで、 z は1500mmである。

粒子速度や粒子濃度の計算結果は時間平均して示す。時間平均は、各断面で粒子の通過率が安定したと考えられる、計算開始から3秒と4秒の間の1秒間で行うものとした。Fig.2.8に粒子速度や濃度の平均化に使用した計算セルを示す。粉体ジェットの分散状態はほぼ軸対称であるので、このような円環領域で平均した。速度の平均値はこの時間内の個数平均で求めた。粒子濃度の平均は各瞬間の粒子濃度を時間平均した。各瞬間の粒子濃度 c は、ある瞬間にセル内に存在する粒子の個数をセル体積で割った値を数密度 n とし、次式で算出した。

$$c = \frac{\pi}{6} d_p^3 n \quad (2.42)$$

ここで、平均化を行う落下距離 z は実験と同様に500mm, 1000mm, 1500mmとし、 z のセル軸方向高さは5mmである。また、計算では、これらの z での粒子の広がり50mm以下であるため、計算セルの半径方向距離 r は0から50mmまでとした。セル幅 Δr は原点から2mm間隔とした。粒子の中心軸上速度の平均化はFig.2.9に示すようなセルで行った。ここで、セル幅 Δz は20mm間隔とした。

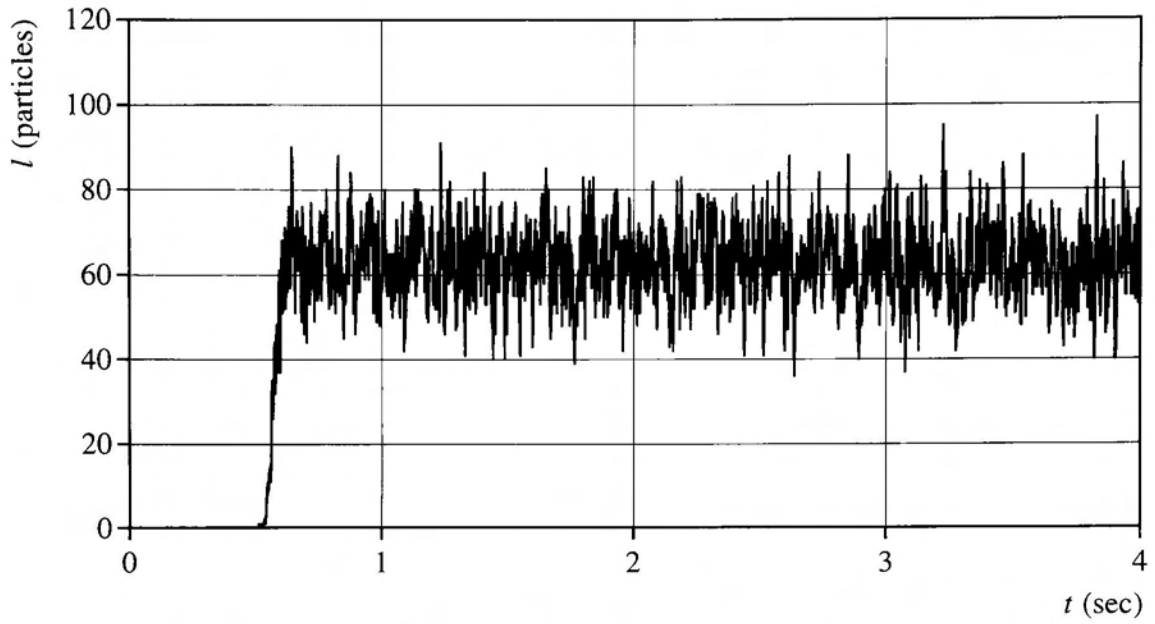


Fig.2.7 Particle number pass through a cross-section at $z=1500\text{mm}$ in calculation.

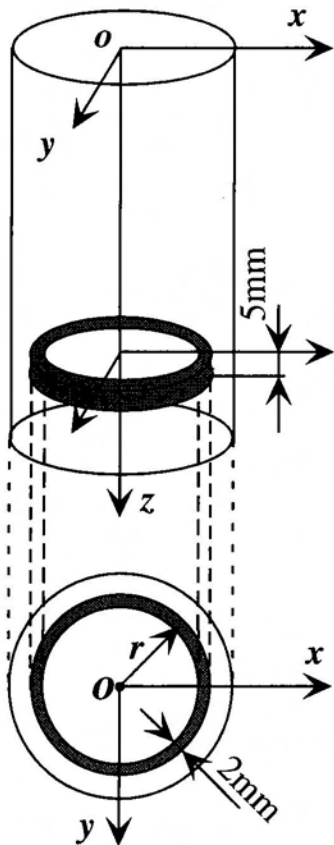


Fig.2.8 Region for averaging of particle velocity and particle concentration.

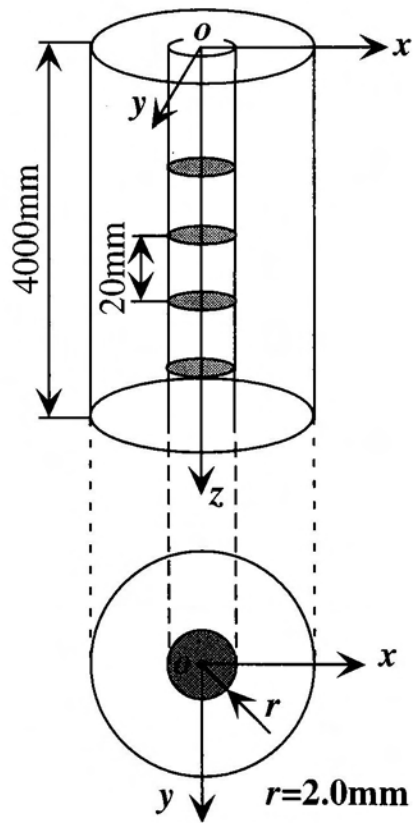


Fig.2.9 Region for averaging of center-line particle velocity.

第3章 粉体ジェットの流動特性

第1章で述べたように、本現象は粒子群と気流の相対的な落下運動である。そこで、本章では自由落下中の粉体ジェットの流動特性を調べる。

3.1 実験

3.1.1 実験装置

Fig.3.1に本実験に用いた実験装置の概略図を示す。ホッパーは上部と下部の2つの容器で構成され、上部は内径490mm、高さ1000mm、ホッパー角60°の亚克力製ホッパー、下部容器は内径80mm、高さ180mm、ホッパー角60°の亚克力製小型ホッパーからなる。粉体は上部容器から投入し、容器内に充填させる。粉体ジェットの排出は下部の小型ホッパーの底に設置した長さ30mmの円形オリフィスを通して重力により自由落下させる。円形オリフィス出口部の詳細は**Fig.3.2**に示す。粉体の質量流量 \dot{m} の測定には、下部容器に設置した小型圧縮型ロードセルを使用した。オリフィスから排出された粉体は下部容器で回収され、質量がロードセルで認識される。この電圧をアンプで増幅し、A/D変換器を通してパソコンに質量の時系列データが取り込まれ、質量流量が算出される。また、質量流量の調整は下部ホッパー底部に設置したオリフィス直径 D を変化させて行う。本実験で使用したオリフィス直径は4mm、6mm、8mmである。 \dot{m} の測定値については後述する。

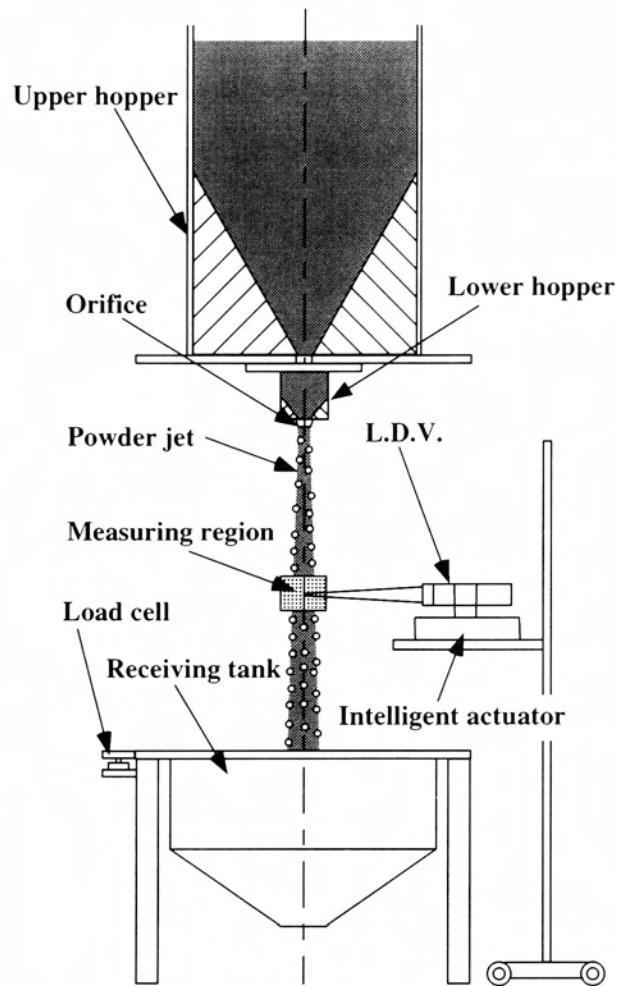


Fig.3.1 Experimental apparatus.

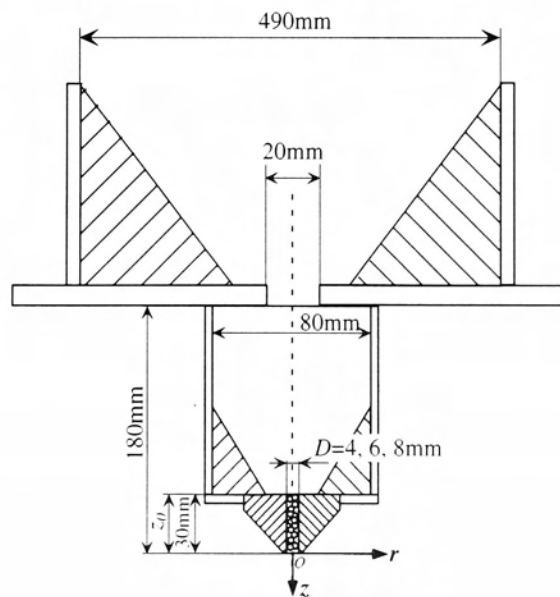


Fig.3.2 Detail of orifice outlet.

3.1.2 使用粒子

本実験は、粉体を自由落下させるため、落下が比較的容易な自由流動性粉体を使用する。そこで、比較的粒子径が球状な東芝バロニティー製の市販のガラスビーズを用いた。Figs.3.3(a), (b)に本実験で使用したガラスビーズの粒度分布と粒子形状を示す。ここで、Fig.3.3(a)の f は度数を表す。粒度分布は超音波粒度分布測定装置（島津製作所製）により測定した。図より、個数平均粒子直径 d_p は $454\mu\text{m}$ 、幾何標準偏差 σ_p は0.116、粒子真密度 ρ_p は 2590kg/m^3 である。以降の実験でも同一の粒子を使用するものとする。

3.1.3 質量流量

Fig.3.4に粉体の落下量と時間の関係の測定結果を示す。これより、オリフィスから排出される粉体はほぼ定常状態で落下しているといえる。Table 3.1に、本測定で得られた、各オリフィス直径 D での粉体の質量流量 \dot{m} を示す。以降の全ての実験において、 \dot{m} はTable 3.1と同一のものを使用した。

Table 3.1 Relationship between orifice diameter and mass flow rate of powder jet.

orifice diameter : D	mass flow rate of powder jet : \dot{m}
4mm	$1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$
6mm	$5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$
8mm	$12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

粉体のオリフィスからの自由落下について考える。液体がオリフィスから流出する時、トリチェリの定理が成立する。そして、その流出量は液高の平方根に比例し、オリフィス径の2乗に比例する。しかしながら、粉体ではトリチェリの定理は成立せず、ホッパーからの粉体の流出量はオリフィス直径によって決まり、容器内部の粒子層の高さやホッパーの構造などにはあまり関係しない。砂時計の定時性はこの現象に基づいている。これは粉体がオリフィスから落下する場合、オリフィス上部

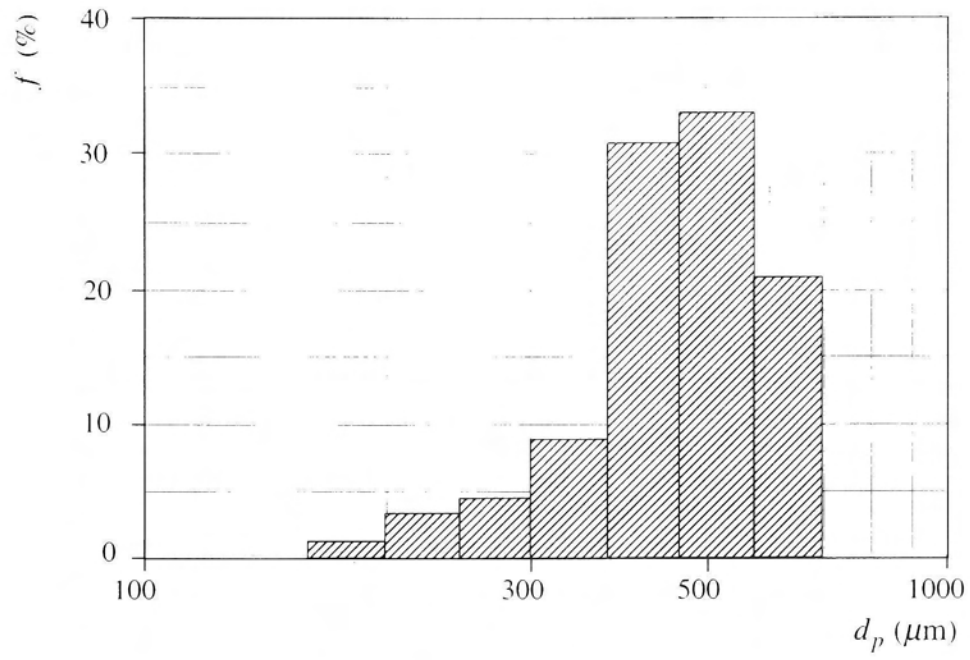


Fig.3.3 (a) Particle size distribution.

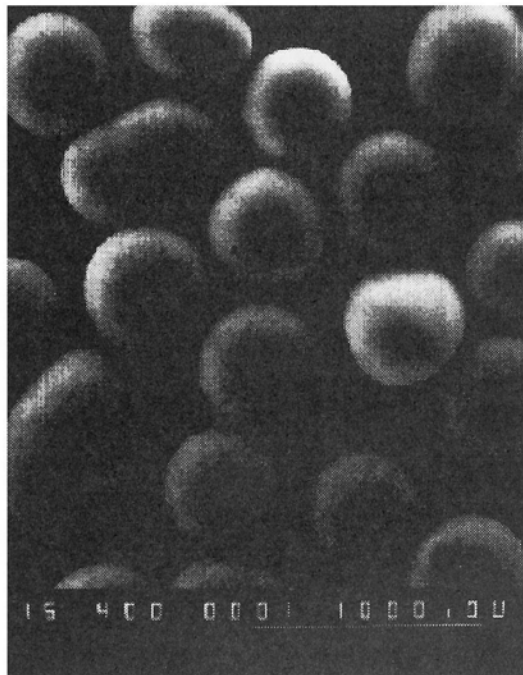


Fig.3.3 (b) Picture of particle shape.

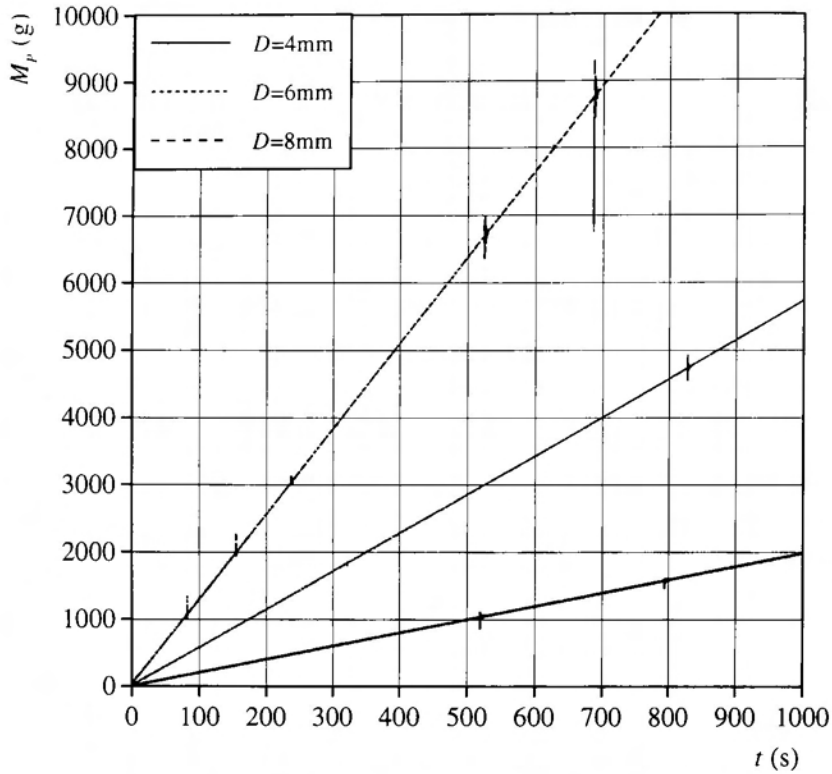


Fig.3.4 Relationship between mass of particles and time.

に粒子どうしが押し合っただ動的アーチができると考えられており、ここで一旦、上方からの連続的な流動が妨げられるとされている。粒子はこのアーチから運動を再開するため、孔出口での速度はほぼ孔径の平方根に比例することになる。これまでに、容器内の流動様式やオリフィスからの流出速度や流出量については多くの研究がなされてきている^{78)~82)}。

ホッパー底部のオリフィスが、円形の場合の流出量は直径の2.5乗に比例することが知られている。Beverlooら⁸²⁾は平底容器の直径 D の円形オリフィスからの質量流量 \dot{m} について次の相関式を与えている。

$$\dot{m} = 0.583\rho_b(D - 1.4d_p)^{\frac{5}{2}}\sqrt{g} \quad (3.1)$$

ここで、 ρ_b は粉体を容器にゆるく詰めたときのかさ密度で本実験では 1460kg/m^3 である。Fig.3.5に実験値と式(3.1)による質量流量の計算値との比較を示す。図より、いずれの D においても、粉体ジェットの質量流量はBeverlooらの相関式にほぼ一致する。

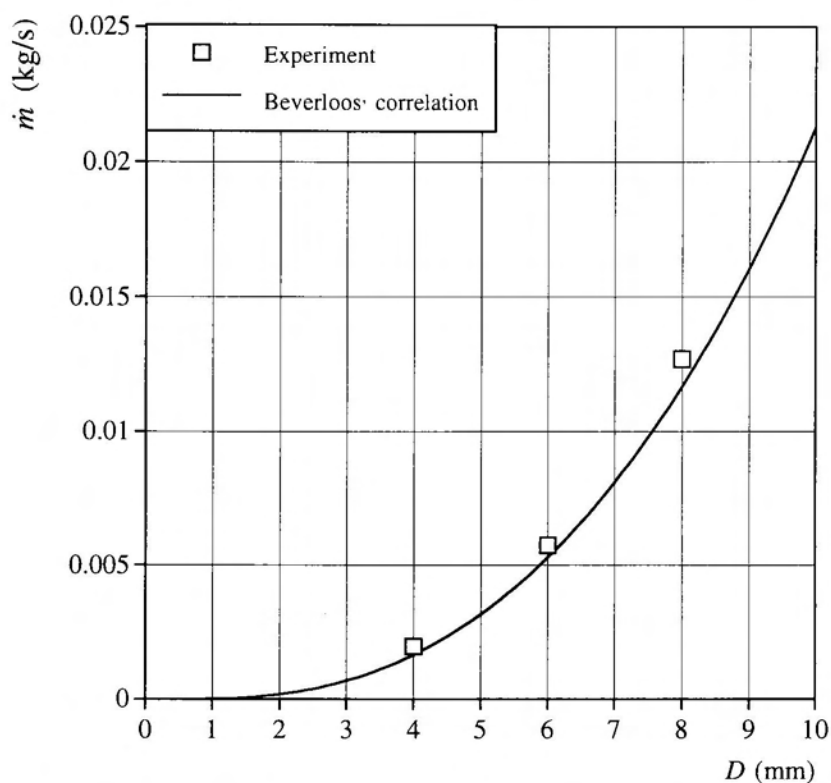


Fig.3.5 Relationship between measured data and Beverloos' correlation.

3.1.4 粉体ジェットの速度の測定方法

実験は、質量流量とオリフィス出口部からの落下距離をパラメータとして、以下の手順で行うものとする。以降の実験でも同じパラメータを使用する。

本実験ではL.D.V. (DANTEC製) を使用して粉体ジェットの軸方向、半径方向速度および両方向の乱れ強さの二次元同時測定を行う。ここで、レーザー光源には最大出力 4.0W の Ar-ion Laser (NEC 製) を使用した。L.D.V. プロブの焦点距離は 400mm である。また、粒子速度のみを測定するため、比較的測定が容易な後方散乱方式を採用した。

- (1) ホッパー中心軸（半径方向距離 r が 0）の基準線に L.D.V. プロブの焦点を合わせる。
- (2) プロブ焦点を下部ホッパー底部に設置した円形オリフィス出口部からの距離 z の測定断面に鉛直方向ステージを用いて移動させる。以上の手順により、測

測定断面 z と中心軸の位置が決定できる。

- (3) 容器内の粉体をオリフィスを通して落下させる。測定断面 z のレーザー焦点内を通過する粒子は、レーザー光により散乱光を発生し、レーザー信号は信号処理器によって処理され、粒子速度の測定が行われる。
- (4) 所定のサンプリング数の測定が終了後、レーザー焦点をインテリジェントアクチュエータを用いて、次の半径位置へ移動する。

以上の手順を繰り返すことにより、各質量流量と種々の落下距離、半径方向距離に対する、粉体ジェット中の粒子速度の測定が行われる。ここで、各実験で測定した質量流量と落下距離をまとめる。

粉体ジェット中の中心軸上速度の測定は、3.1.3節で示した各質量流量に対して、オリフィス出口部から2.3mの範囲内の落下距離 z で行った。

また、軸方向、半径方向速度の半径方向分布の測定は、各質量流量に対して、 z が1mm, 50mm, 150mm, 500mm, 1000mmおよび1500mmの断面で行うものとした。

3.2 粉体ジェットの巻き込み流量

第1章で述べたように、等速落下時の粉体ジェット中の1個の粒子の沈降速度 $v_{z\infty}$ は単一球粒子の沈降速度 $v_{p\infty}$ とジェットと共に流下する空気最終速度 $u_{z\infty}$ の和で近似的に表されることになる。そこで、この関係を用いて粉体ジェットの巻き込み流量を考える。Laatsの固気混相ジェットの実験によれば、軸中心速度 u_{zmax} と速度の半値半径 b による u_z の無次元軸方向速度分布は粒子濃度や z によらず相似である。そこで、この結果を参考にして、本研究では発達した領域の u_z を単相乱流ジェットの次式で仮定する⁸³⁾。

$$\frac{u_z(r)}{u_{zmax}} = \frac{1}{\left\{1 + (\sqrt{2} - 1) \left(\frac{r}{b}\right)^2\right\}^2} \quad (3.2)$$

ここで、 r は半径方向距離、 b は軸方向速度の半値半径である。さらに、オリフィス

から十分離れた場所での $v_z(r)$ を式(1.28)を参考にして次式で仮定する.

$$v_z(r) = v_s + u_z(r) \quad (3.3)$$

ここで、 v_s は単一球粒子の落下速度である. 粉体ジェットの中心軸上速度を v_{zmax} とすれば、式(3.2), (3.3)から次式を得る.

$$\frac{u_z(r)}{u_{zmax}} = \frac{v_z(r) - v_s}{v_{zmax} - v_s} = \frac{1}{\left\{1 + (\sqrt{2} - 1)\left(\frac{r}{b}\right)^2\right\}^2} \quad (3.4)$$

ここで、 b は前述と同じ半値半径である. しかし、粉体ジェットの半値半径 b は、 v_z の半径方向への速度減少が小さいため、 v_z/v_{zmax} が0.5となる半径として定義できない. そこで、 v_z から v_s を引いて、 $(v_z - v_s)/(v_{zmax} - v_s)$ が0.5となる半径を b として定義した. 上式を v_z について解くと次式を得る.

$$v_z(r) = v_s + \frac{v_{zmax} - v_s}{\left\{1 + (\sqrt{2} - 1)\left(\frac{r}{b}\right)^2\right\}^2} \quad (3.5)$$

このとき、 z 断面での粉体ジェットにより誘起される気流の軸方向空気速度 $u_z(r)$ が式(3.4)で与えられれば、 $u_z(r)$ を断面で積分することにより、粉体ジェットによる巻き込み流量 Q_{rel} を次式で求められる.

$$\begin{aligned} Q_{rel} &= \int_0^\infty 2\pi u_z(r) r dr \\ &= 2\pi \frac{b^2}{\sqrt{2} - 1} u_{zmax} = 2\pi \frac{b^2}{\sqrt{2} - 1} (v_{zmax} - v_s) \end{aligned} \quad (3.6)$$

この式より、 z 断面を通過する気流の体積流量が b 、 v_{zmax} と v_s により推定できることとなる. 粉体ジェットによる巻き込み流量については4章で詳しく述べることにする.

3.3 結果と考察

3.3.1 粉体ジェットの中心軸上速度の変化⁵⁸⁾⁸⁴⁾

Fig.3.6に粉体ジェットの中心軸上速度 v_{zmax} とオリフィス出口からの落下距離 z との関係を示す。ここで、粒子は球形粒子とする。図中の実線は静止流体中を落下する単一球粒子の z における速度 v_s 、点線は v_s の最終速度である沈降速度 $v_{s\infty}$ 、一点鎖線は流体抵抗を無視した場合の単一球粒子の自由落下速度 v_g を示す。粉体ジェットの v_{zmax} も単一球粒子と同様に z の増加と共に増加していき、一定値に漸近する傾向を示す。オリフィス出口部では、粉体ジェットに周囲空気がほとんど巻き込まれておらず粒子に働く流体抵抗も小さいと考えられるため、 v_{zmax} は v_g や v_s に近い値を示す。しかし、 z が増加すると粉体ジェット内に下降気流が形成され、粒子は気流と共に相対的に落下する。この結果、 v_{zmax} は v_s より増加するといえる。いずれの \dot{m} の場合も、 v_{zmax} は単一球粒子の落下速度 v_s と比較して大きく、 \dot{m} が大きいものほど大きい。その値は単一球粒子の v_s と比較して1.25~1.62である。周囲空気はジェットに巻き込まれた後、鉛直下向きに運動すると考えられるので、3.2節での仮定のように粒子の空気に対する相対速度 $v_z - u_z$ が単一球粒子の落下速度 v_s に近似的に等しいとすれば、粒子の落下速度は空気速度の分だけ増加することになる。すなわち、 \dot{m} が大きいほど巻き込み流量が大きいと推定できる。

Fig.3.7に v_{zmax} と z の実験値と計算値の比較を示す。ここで、 \dot{m} は $1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ であり、 $v_s, v_{s\infty}$ と v_g は**Fig.3.6**と同一のものを示す。また、計算値は太い実線で示した。計算値の v_{zmax} は実験値と同様に z の増加とともに増加し、単一球粒子よりその速度を増加する傾向を示した。しかし、計算の v_{zmax} は実験値より僅かに小さくなる傾向を示した。計算では、粒子運動を単一球粒子として取り扱っている。しかし、実際には、周囲粒子の存在により、各粒子に作用する力などが変化することも考えられる。今後は、粒子に作用する力のモデル化も検討する必要があるといえる。

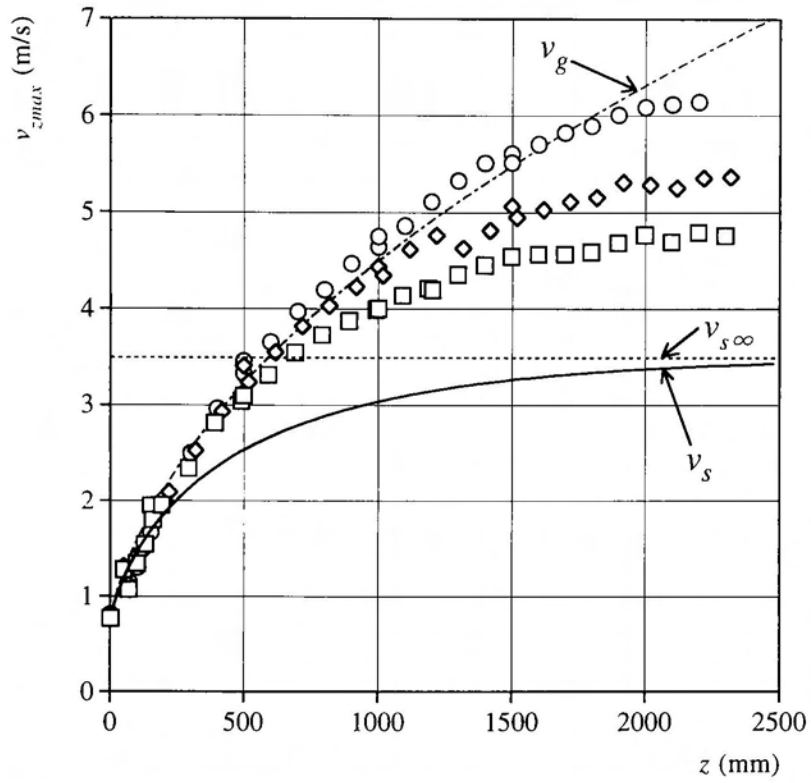


Fig.3.6 Relationship between center-line velocity of powder jet and falling distance.

□ : $\dot{m} = 1.97 \times 10^{-3}$ kg/s, ◇ : $\dot{m} = 5.75 \times 10^{-3}$ kg/s, ○ : $\dot{m} = 12.71 \times 10^{-3}$ kg/s

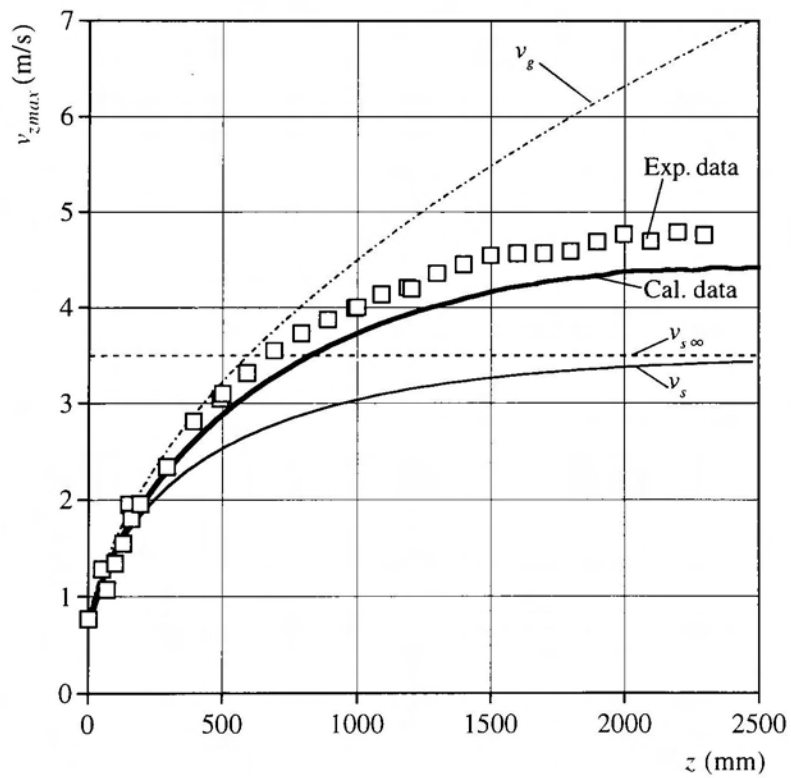


Fig.3.7 Relationship between experiment and calculation of v_{zmax} ($\dot{m} = 1.97 \times 10^{-3}$ kg/s).

3.3.2 軸方向速度の半径方向分布⁵⁸⁾

Fig.3.8にオリフィス近傍の種々の z における v_z と r の関係を示す。図より、オリフィスから $z=1\text{mm}$, 50mm , 150mm では、 v_z は中心軸付近で一様流的な速度分布を示している。本実験範囲では、 v_z の大きさやジェットの断面積は $z=1\text{mm}$ の場合を除き、 \dot{m} の変化によらずほぼ同様の傾向を示している。粒子の孔からの排出では、孔の縁を脚とすれば動的自由落下アーチが存在すると仮定されている。粒子はアーチまでほぼ一様に接近し、アーチで一旦停止したあと、そこから自由落下するとされている。 $z=1\text{mm}$ では周辺わずかな粒子を除き分布がほぼ一様であることから、アーチはほぼ平坦であると考えられる。また、**Fig.3.2**で示したように、孔は原点から $z_0=30\text{mm}$ の上部にあるので、粒子がそこから自由落下すると考えれば、 $z=1\text{mm}$ での v_z はほぼ $v_g = \sqrt{2g(z+z_0)}$ に一致する。また、図中の $z=50\text{mm}$, 150mm の v_z は v_s より増加しており、粉体ジェット内部に空気が巻き込まれ、粒子はこの下降気流に乗っていると考えられる。ここで、 v_s は単一球粒子の落下速度の計算値である。

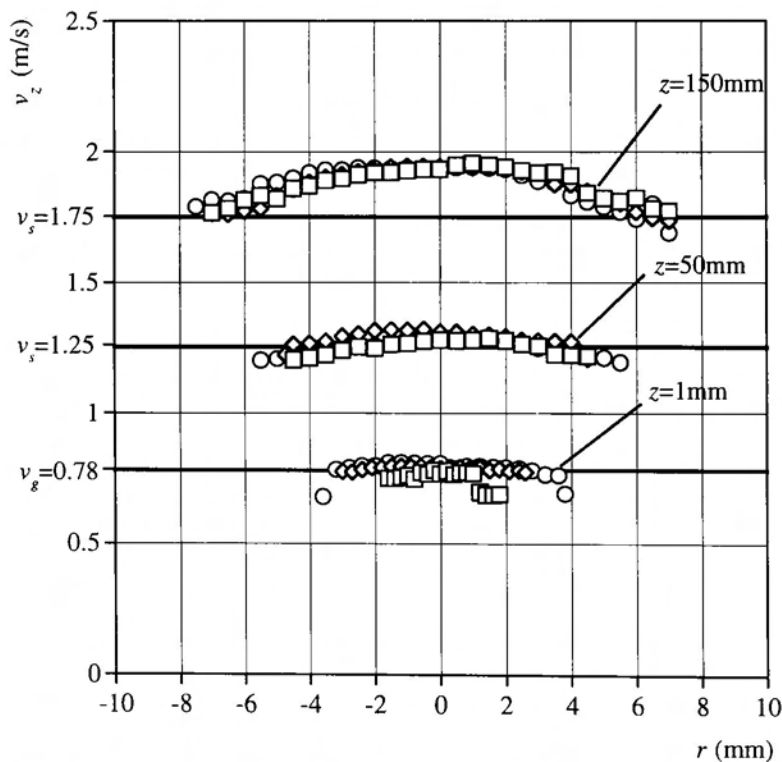


Fig.3.8 Axial velocity profiles of powder jet near the orifice outlet.

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ◇ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ○ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

Figs.3.9～3.11に、各質量流量ごとの、オリフィスから十分離れた z での v_z と r の関係を示す。オリフィス近傍の速度分布とは異なり、 v_z は z の増加と共に平坦部が減少し、中心軸で最大値を示すことが分かる。また、ジェットの外端に近づくと粒子が存在しなくなるため、 v_z のデータはない。このとき、粒子のサンプル数は200以上とした。 v_z が r の増加と共に減少するのは、式(3.3)の仮説のように、外側に向かうにつれジェット内部の下向き空気速度が小さくなるためといえる。外端の v_z は z によって異なっており、その値は z での単一球粒子の落下速度 v_s に近い。なお、図中の実線は式(3.5)に v_{zmax} 、 b の測定値を代入した計算値である。粉体ジェットの半値半径 b については後述する。実験値はこの計算値とほぼ一致した傾向を示す。このことから、 v_{zmax} や b の関係が分かれば式(3.5)によって粉体ジェットの v_z を予測することが可能となる。

Fig.3.12に、 v_z の半径方向分布の実験値と計算値の比較を示す。ここで、 m は $1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ 、 z は500, 1000, 1500mmである。また、計算値は3秒間から4秒間の1秒間で軸方向速度の平均値を算出している。計算値の v_z も実験値と同様に中心軸で最大で、粉体ジェットの外端に向かって速度を減少する傾向を示す。この結果から、本計算方法によって粉体ジェットの速度をある程度表現できるといえる。しかし、ジェット外端付近の v_z は実験と比較して小さい。このことについては、次章で詳しく説明する。

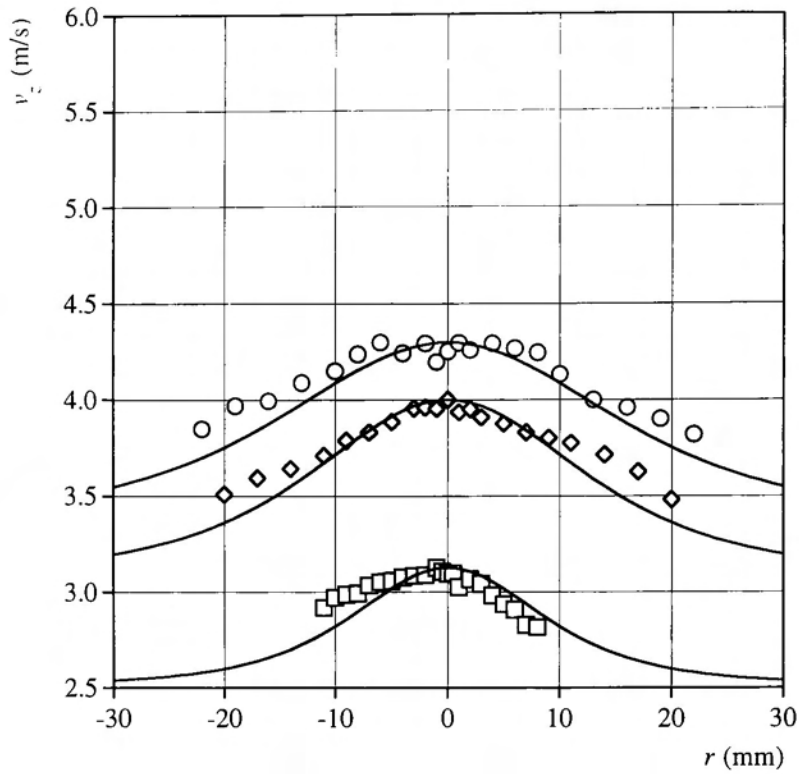


Fig.3.9 Axial velocity profiles of powder jet of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

□ : $z=500\text{mm}$, ◇ : $z=1000\text{mm}$, ○ : $z=1500\text{mm}$

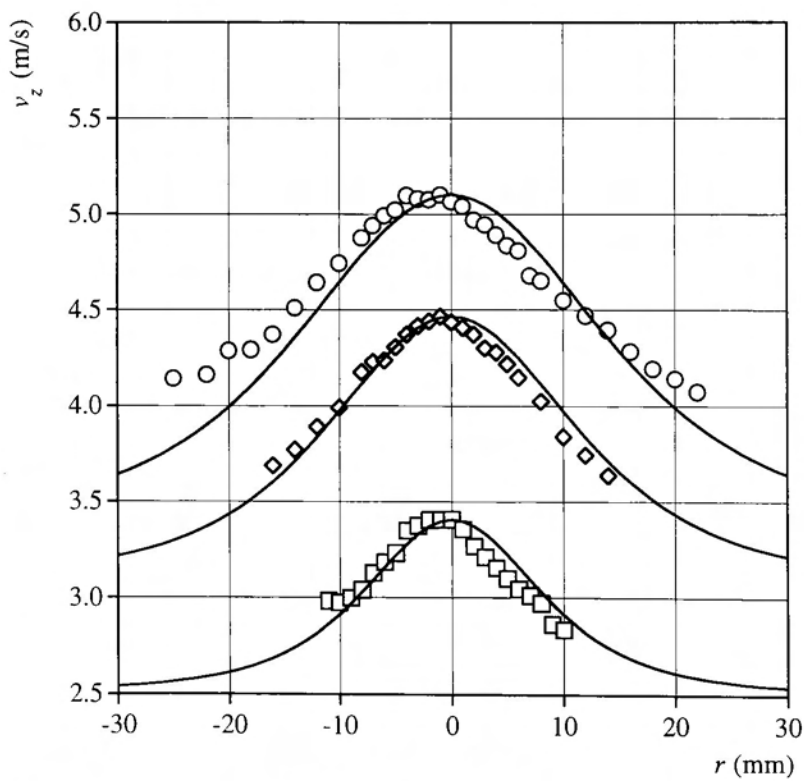


Fig.3.10 Axial velocity profiles of powder jet of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

□ : $z=500\text{mm}$, ◇ : $z=1000\text{mm}$, ○ : $z=1500\text{mm}$

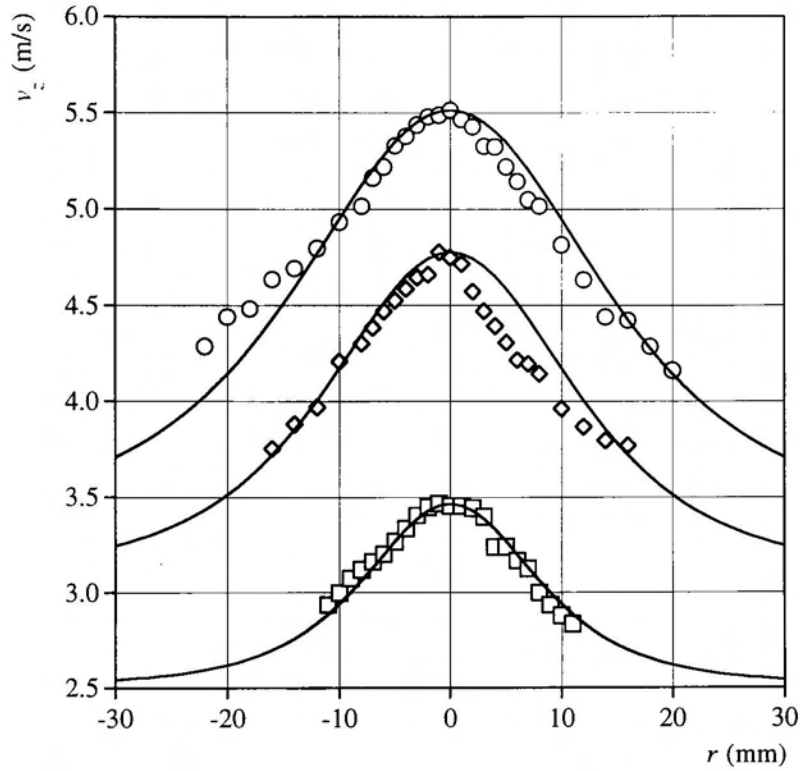


Fig.3.11 Axial velocity profiles of powder jet of $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

□ : $z=500\text{mm}$, ◇ : $z=1000\text{mm}$, ○ : $z=1500\text{mm}$

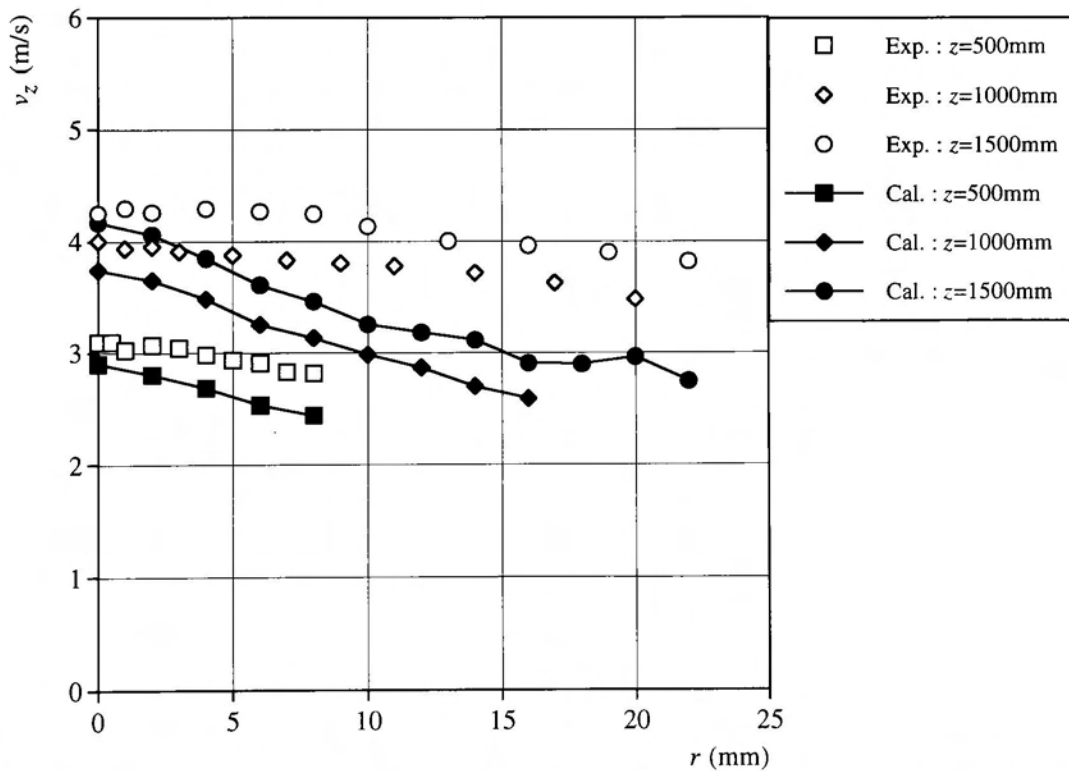


Fig.3.12 Relationship between experiment and calculation of v_z ($\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$).

□, ■ : $z=500\text{mm}$, ◇, ◆ : $z=1000\text{mm}$, ○, ● : $z=1500\text{mm}$
 open symbol : experiment , closed symbol : calculation

Fig.3.13に式(3.4)による粉体ジェットの無次元軸方向速度分布を示す。ここで、 z は500, 1000, 1500mmである。図中の点は、**Figs.3.9~ 3.11**の実験値すべてを含んでいる。図より、 z の大きいところでは $(v_z - v_s)/(v_{zmax} - v_s)$ は \dot{m} や z によらずほぼ相似形であり、固気混相ジェットの空気速度分布と同じである。

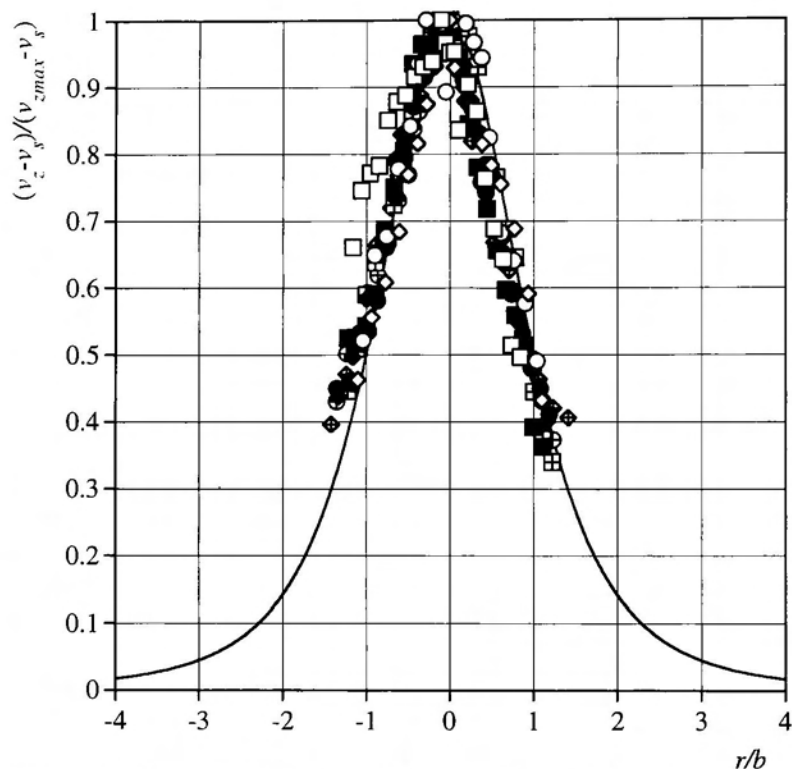


Fig.3.13 Non-dimensional axial velocity profiles of powder jet.

open symbol : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, cross symbol : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, closed symbol : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

□, ⊞, ■ : $z=500\text{mm}$, ◇, ⊕, ◆ : $z=1000\text{mm}$, ○, ⊗, ● : $z=1500\text{mm}$

3.3.3 半径方向速度の半径方向分布

Figs.3.14～3.16に、各質量流量ごとの v_r と r の関係を示す。ここで、 v_r は中心軸から外向きの速度を正とする。図より v_r は中心軸付近においてほぼ0の値を示し、ジェットの外端に向かって速度を増加する傾向を示している。また、 z が増加すると、 v_r は r の増加とともに多少減少する傾向を示した。**Figs.3.9～3.11**に示した各断面での v_{zmax} と比較するとその割合 v_r/v_{zmax} は最大でも5%程度であった。単相ジェットの場合も、軸中心速度に対する半径方向速度の割合は最大で3%程度であるため、同様の割合を有することが分かった。

Fig.3.17に v_r の実験値と計算値の比較を示す。ここで、 m は $1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ 、 z は500, 1000, 1500mmである。また、計算値は3秒間から4秒間の1秒間で半径方向速度の平均値を算出している。計算値は実験値と同様に中心軸付近で最小で、ジェット外端に向かって v_r を増加させる傾向を示す。計算結果は実験とほぼ同様の傾向を示した。さらに、 z の増加によって v_r が減少する傾向も表している。

本研究の粉体ジェットでは粒子間衝突や粒子に作用する横方向力が発生する。これらの影響により粒子に横方向の運動が生じるため、半径方向速度をもつ。しかし、これらの影響は z 方向の力と比較すると小さいため v_r は v_z より小さいといえる。

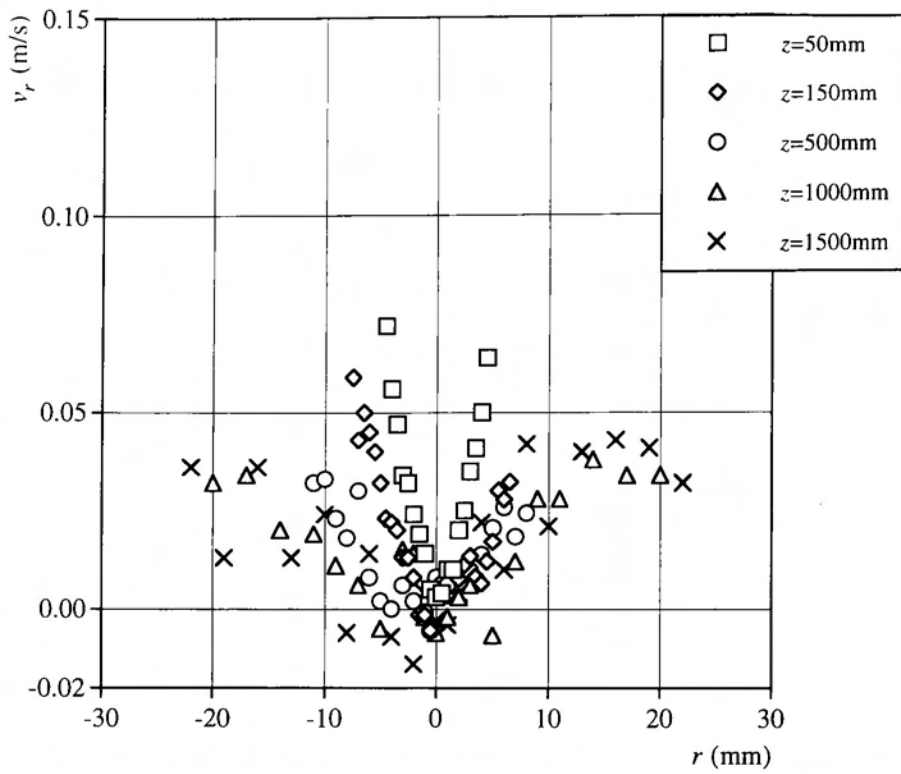


Fig.3.14 Radial velocity profiles of powder jet of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

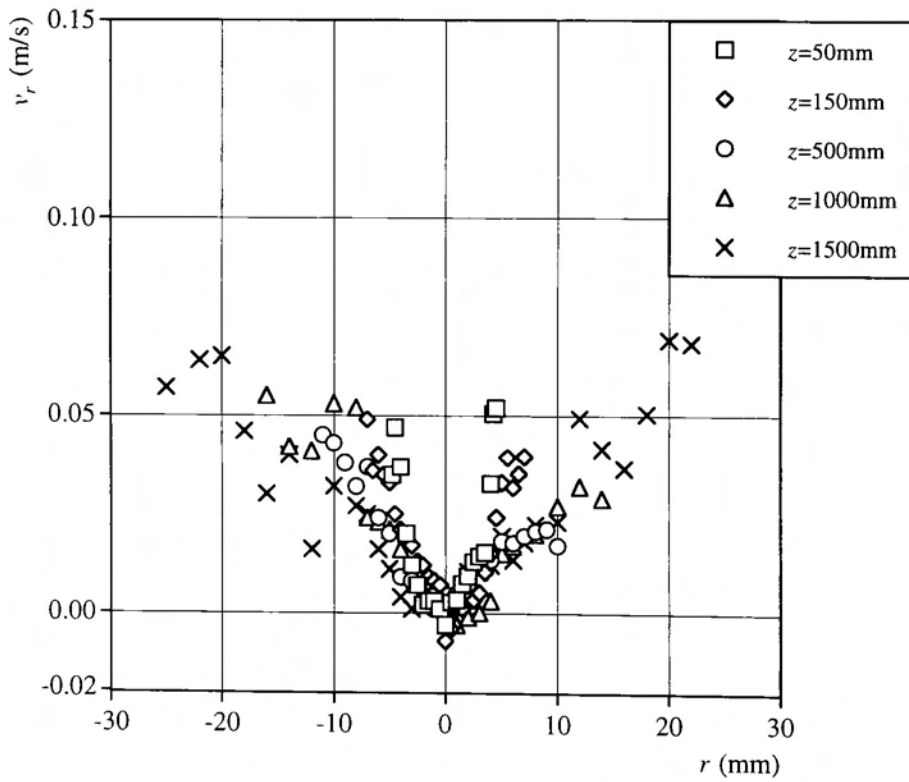


Fig.3.15 Radial velocity profiles of powder jet of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

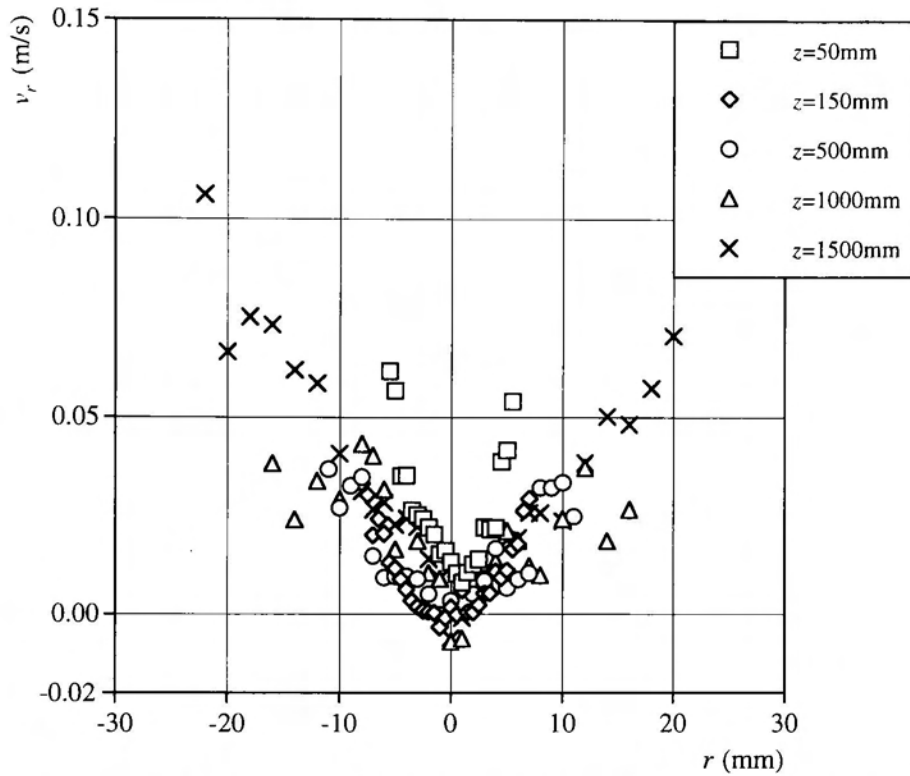


Fig.3.16 Radial velocity profiles of powder jet of $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

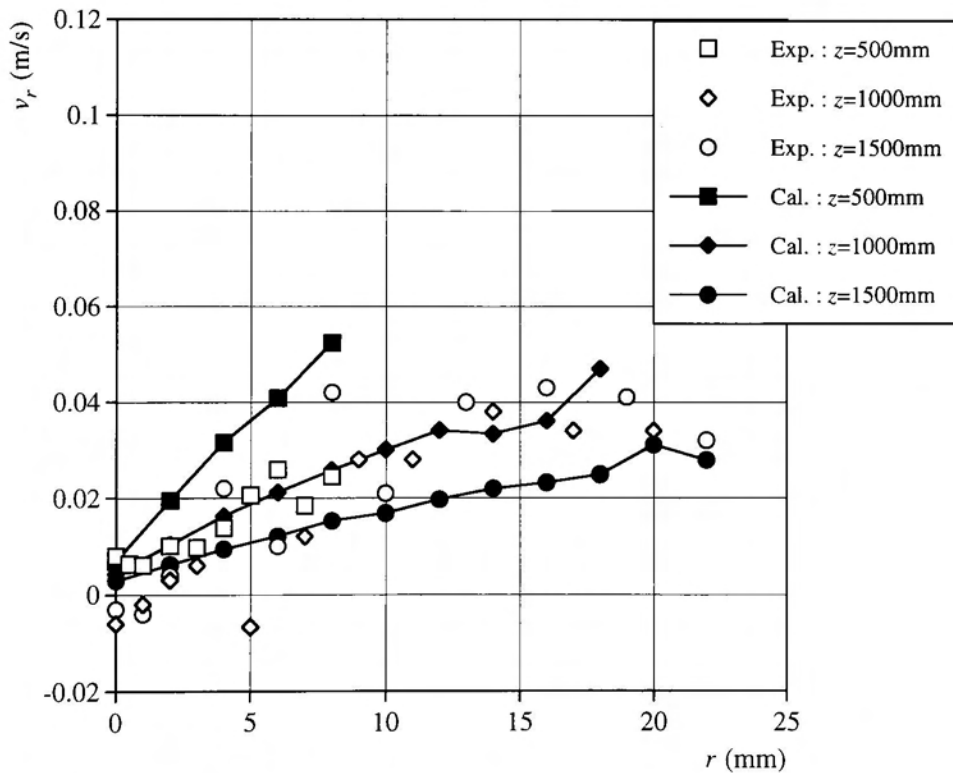


Fig.3.17 Relationship between experiment and calculation of v_r ($\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$).

□, ■ : $z=500\text{mm}$, ◇, ◆ : $z=1000\text{mm}$, ○, ● : $z=1500\text{mm}$
 open symbol : experiment , closed symbol : calculation

3.3.4 粉体ジェットの変動速度の半径方向分布

Figs.3.18～3.20に粉体ジェットの軸方向変動速度 $\sqrt{v_z'^2}$ の半径方向分布を示す。図より、 $\sqrt{v_z'^2}$ は z の増加とともに、その値が増加することが分かる。また、 $\sqrt{v_z'^2}$ は $z=150\text{mm}$ まではほぼ同じ分布を示す。しかし、 z が増加すると、 $\sqrt{v_z'^2}$ は中心軸付近で最小値を有し、ジェット外端に向かって変動速度が増加する傾向を示す。単相ジェットの軸方向変動速度は中心付近で最大で、半径方向距離の増加とともに変動速度を減少する。このため、粉体ジェットの分布形は単相ジェットと逆傾向を示すこととなる。また、中心軸上速度に対する変動速度の割合 $\sqrt{v_z'^2}/v_{z\text{max}}$ は最大で23%程度となった。単相ジェットの割合が最大で25%程度であることと比較すると、ほぼ同等の値を有することが分かる。ただし、 z の増加による $\sqrt{v_z'^2}$ の増加率は $v_{z\text{max}}$ の増加と比較して小さいため変動速度の割合は減少する。

オリフィス排出直後の粉体ジェットは、ジェット内部に巻き込まれる空気と粒子の相対速度が小さいため、空気抵抗の影響は小さく、重力による鉛直下向き方向の粒子流れが支配的であるので、 $\sqrt{v_z'^2}$ はほぼ一様であると考えられる。

一方、粉体ジェットには、 z の増加とともに粒子間衝突や空気の巻き込みなどが影響する。これによって、粒子速度の変動が増加し、粒子速度にばらつきが見られるようになり、 $\sqrt{v_z'^2}$ は増加する。また、粒子濃度が比較的高い中心軸付近では $\sqrt{v_z'^2}$ は小さく、逆にジェットの外側では $\sqrt{v_z'^2}$ の変動が大きくなっている。この結果は \dot{m} が変化した場合でも同様な分布を示した。

Fig.3.21に、 $\sqrt{v_z'^2}$ の半径方向分布の実験値と計算値の比較を示す。ここで、 \dot{m} は $1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ 、 z は500, 1000, 1500mmである。計算値は実験値と同様に中心軸付近で最小で、ジェット外端部に向かって $\sqrt{v_z'^2}$ を増加させる傾向を示す。計算値は実験値をほぼ表現していると考えられる。

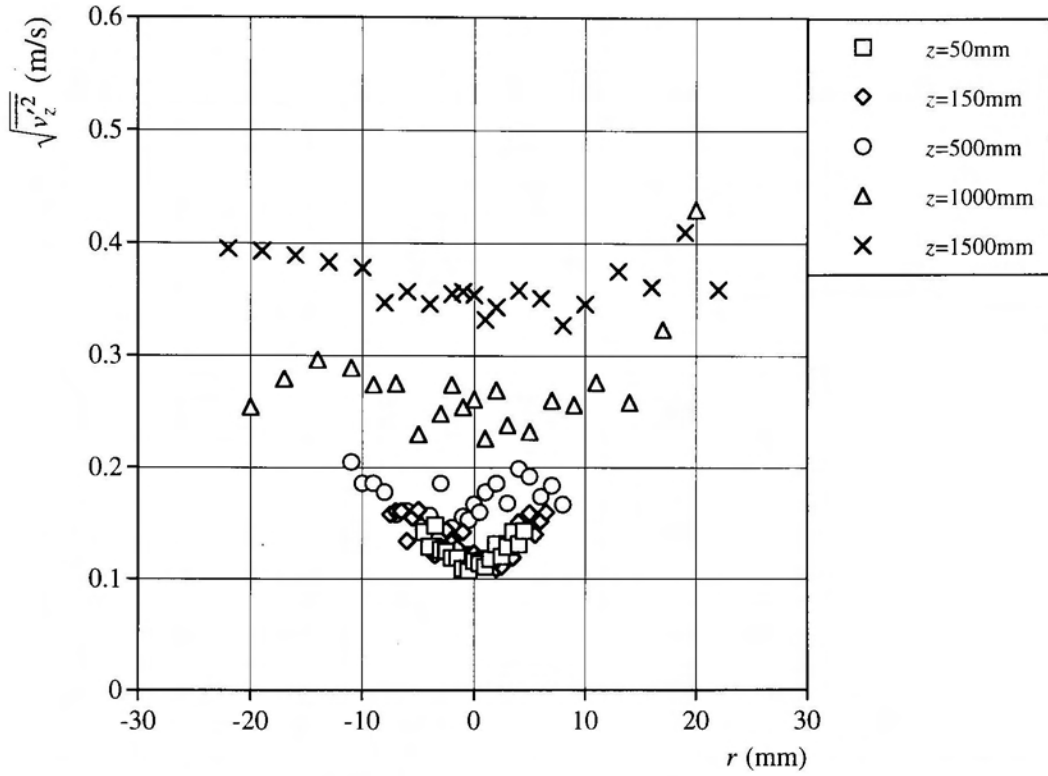


Fig.3.18 Axial fluctuating velocity profiles of powder jet of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

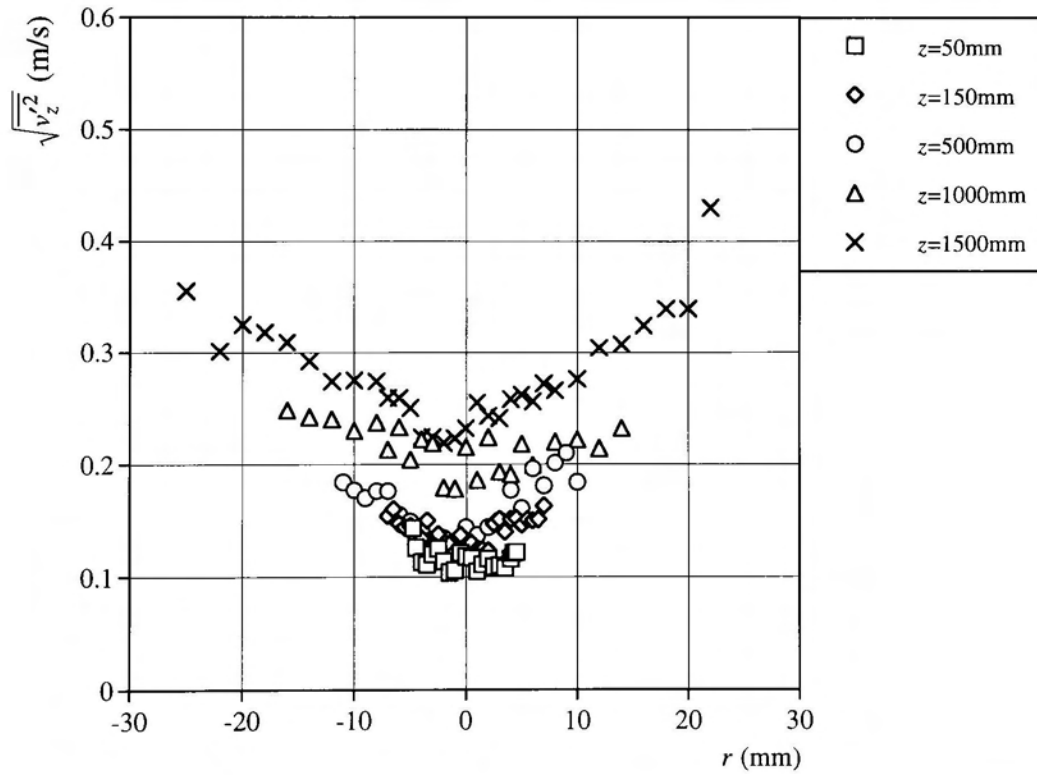


Fig.3.19 Axial fluctuating velocity profiles of powder jet of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

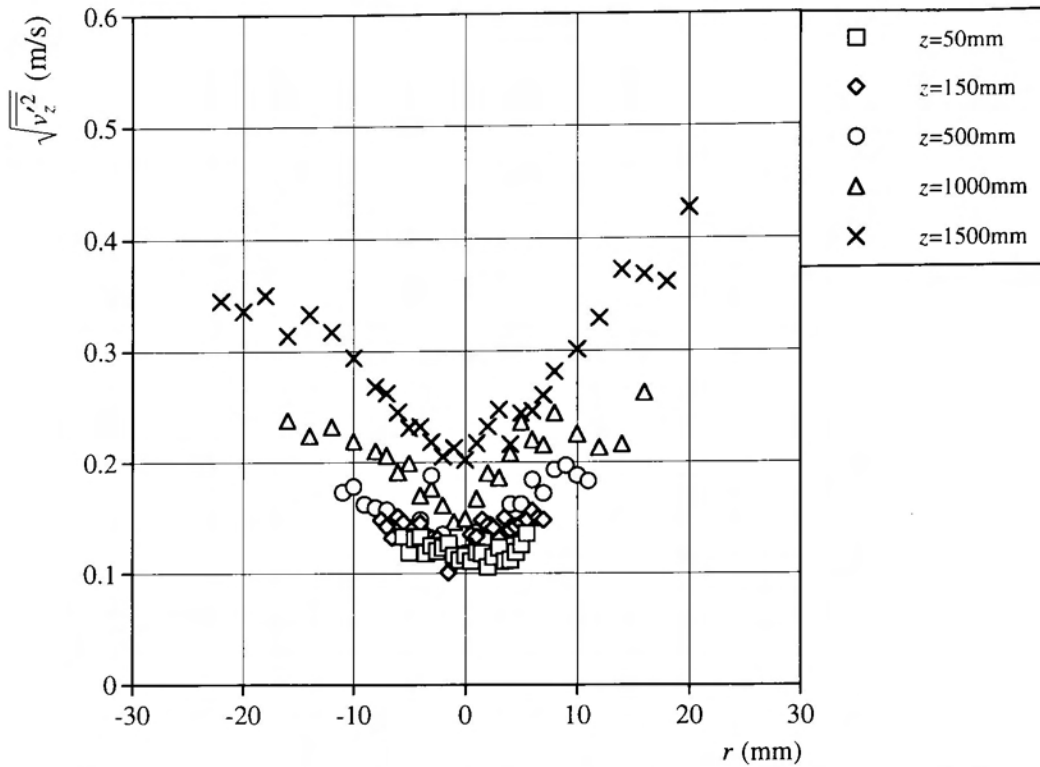


Fig.3.20 Axial fluctuating velocity profiles of powder jet of $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

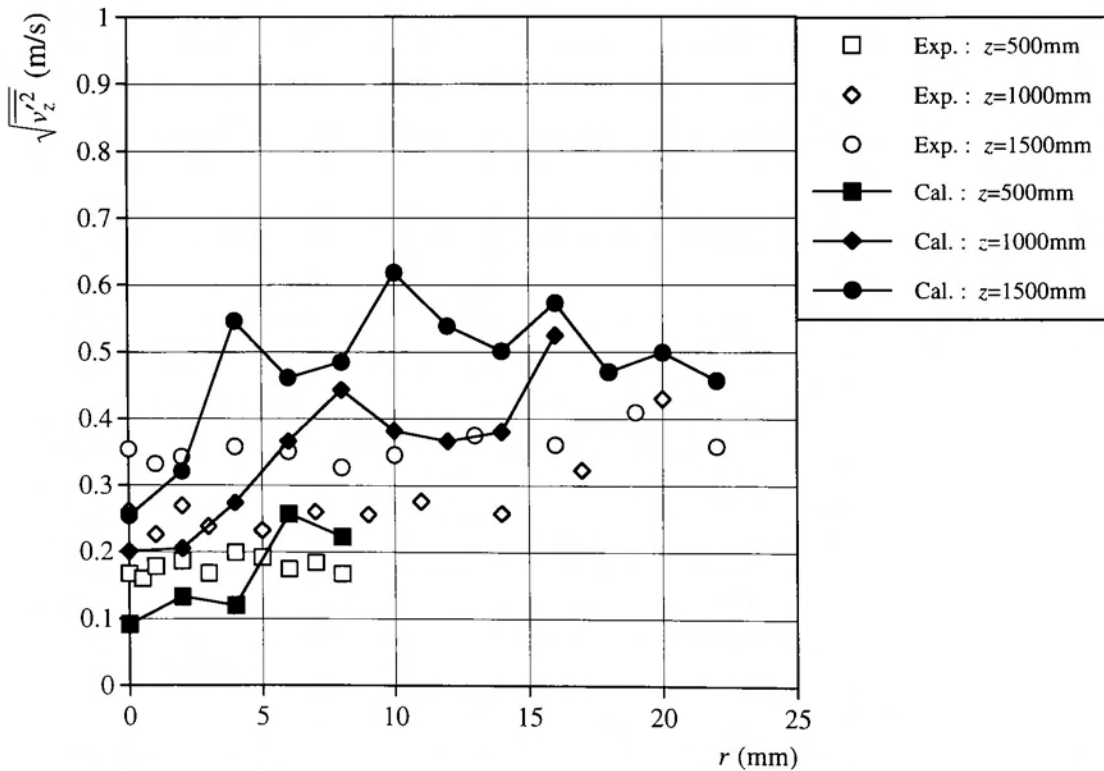


Fig.3.21 Relationship between experiment and calculation of $\sqrt{v_z'^2}$ ($\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$).

□, ■ : z=500mm, ◇, ◆ : z=1000mm, ○, ● : z=1500mm
 open symbol : experiment , closed symbol : calculation

Figs.3.22～3.24に粉体ジェットの半径方向変動速度 $\sqrt{v_r'^2}$ の半径方向分布を示す。図より、 $\sqrt{v_r'^2}$ は半径方向にほぼ同じ分布形を表し、 $\sqrt{v_r'^2}$ は z の増加とともに多少増加する傾向を示した。さらに、 $\sqrt{v_r'^2}$ は v_r より大きく、 $\sqrt{v_r'^2}$ の v_r に対する割合は非常に高くなる結果となった。

粉体ジェットの半径方向の速度変動には、粒子間衝突や空気の巻き込みなどが作用すると考えられる。ジェットの中心軸付近では周囲粒子との衝突の影響が大きく、また、ジェット外端部では気流の巻き込みによる渦の発生などが影響することにより変動が大きくなるといえる。

Fig.3.25に、 $\sqrt{v_r'^2}$ の半径方向分布の実験値と計算値の比較を示す。ここで、 m は $1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ 、 z は500, 1000, 1500mmである。計算値は実験値と同様に、ほぼ平坦な分布を示す。しかしながら、両者のオーダーはかなりの違いを見せた。また、計算値の $\sqrt{v_r'^2}$ は z の増加とともに減少し、実験値と反対の傾向を示した。これは、3.3.1節で述べたような粒子に作用する力のモデル化や気流の運動方程式中に粒子の体積濃度を考慮していないなどの影響があると考えられる。このため、計算値は実験値と差違が見られたと考えられる。今後は、これらの点についても検討が必要と考えられる。

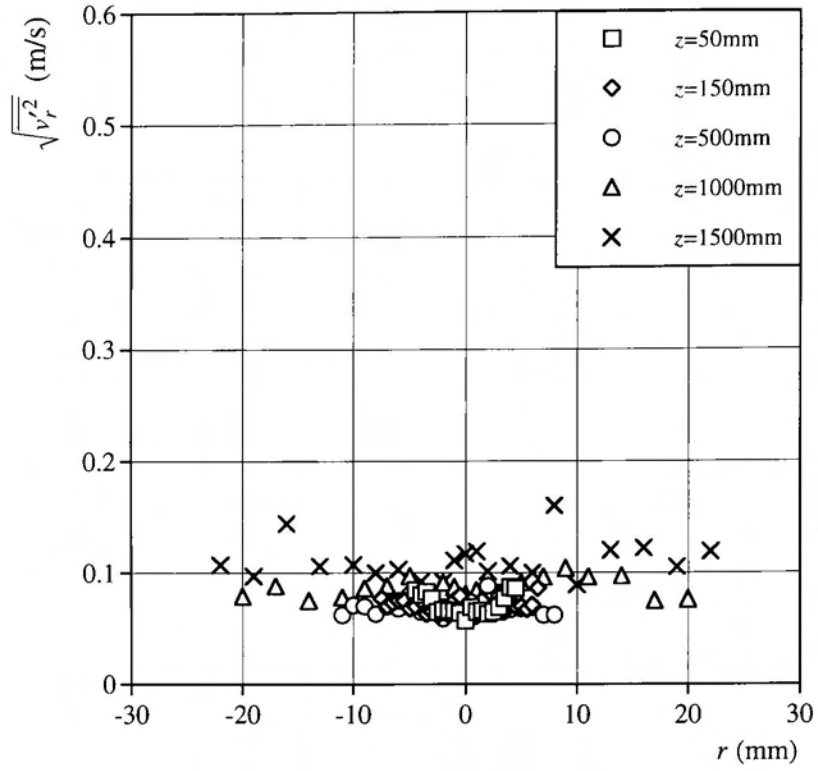


Fig.3.22 Radial fluctuating velocity profiles of powder jet of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

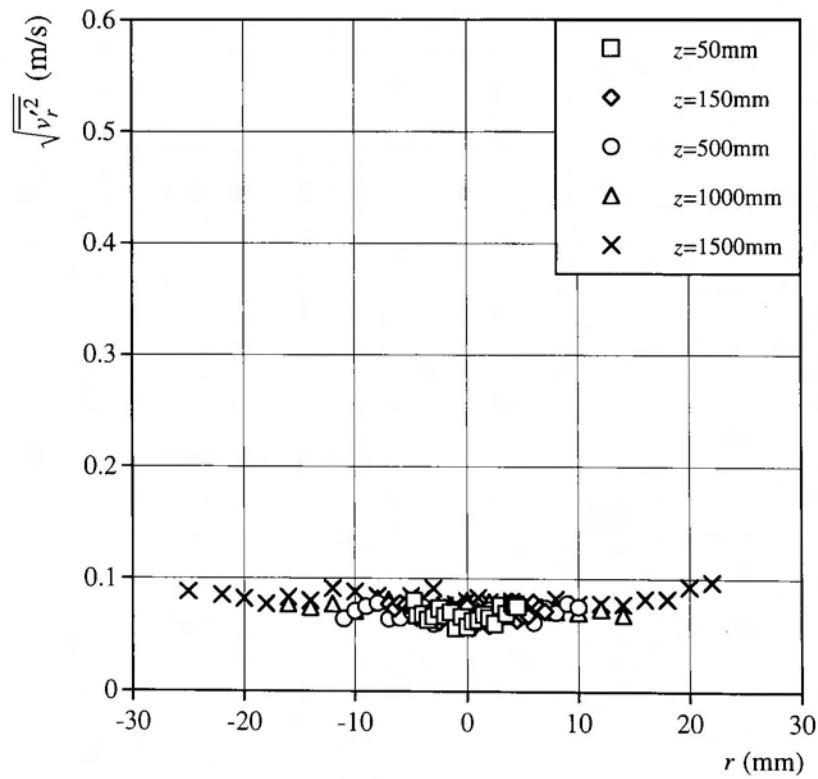


Fig.3.23 Radial fluctuating velocity profiles of powder jet of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

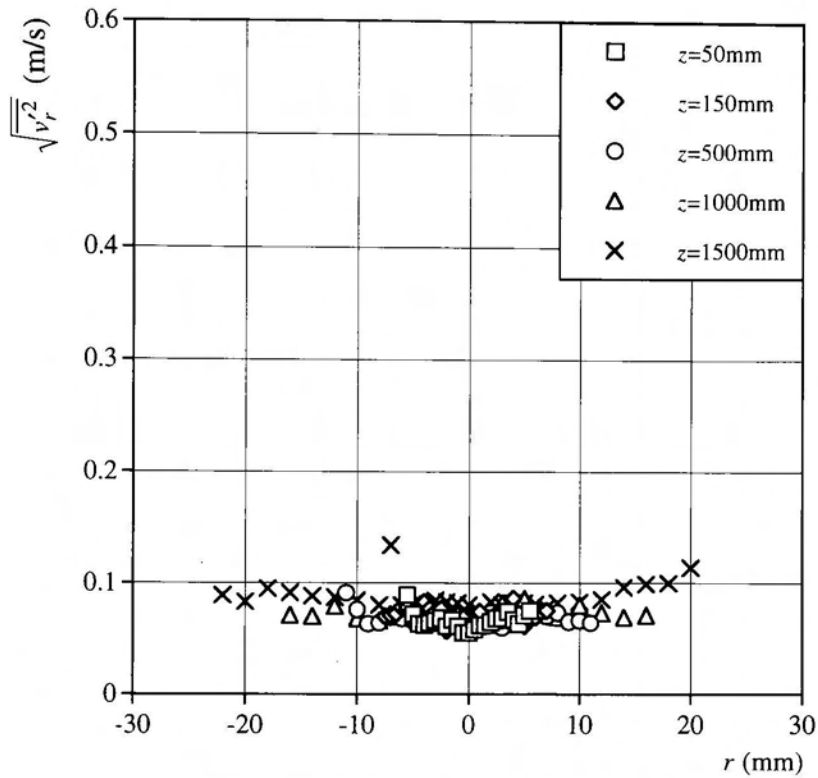


Fig.3.24 Radial fluctuating velocity profiles of powder jet of $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

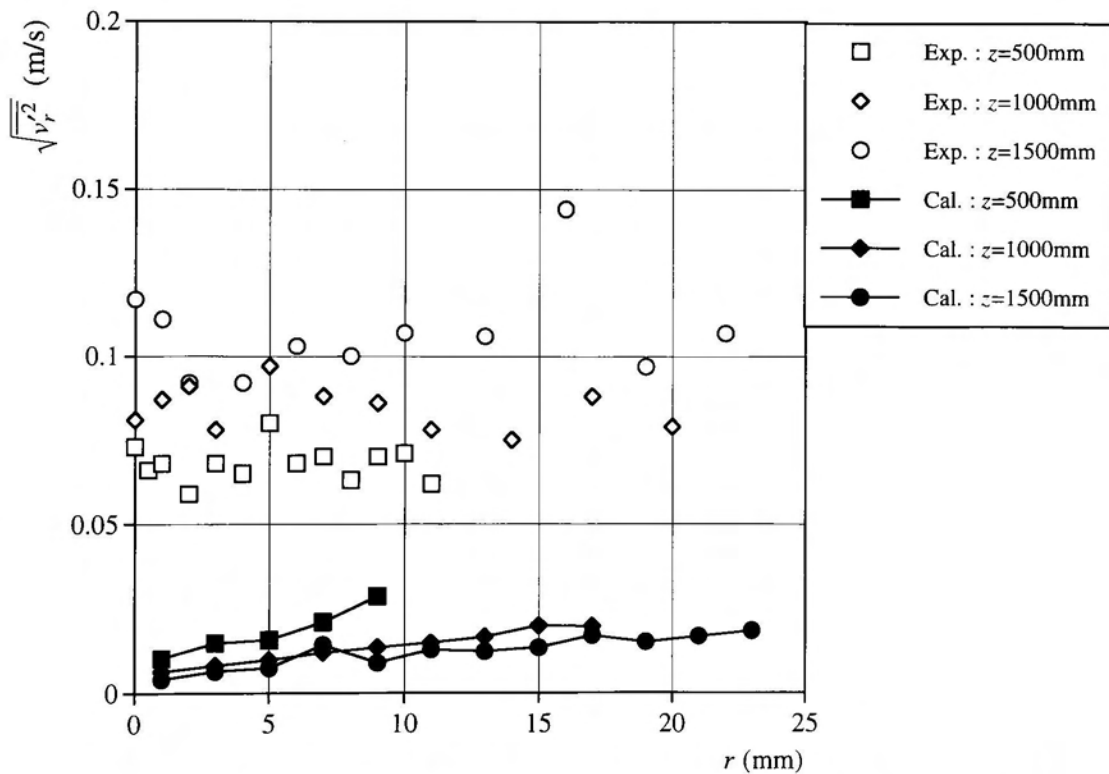


Fig.3.25 Relationship between experiment and calculation of $\sqrt{v_r'^2}$ ($\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$).

□, ■ : $z=500\text{mm}$, ◇, ◆ : $z=1000\text{mm}$, ○, ● : $z=1500\text{mm}$
 open symbol : experiment , closed symbol : calculation

第4章 粉体ジェットにより誘起される気流の流動特性

前章の結果から、粉体ジェットの落下速度は干渉沈降とは逆に単一球粒子の落下速度より大きいことが明らかとなった。これは粉体ジェットに巻き込まれた空気がジェット内部で下降気流を形成し、粒子はこの気流に相対的に落下するためと考えられる。この現象を粒子濃度を無視した場合の干渉沈降と同様に考えれば、粉体ジェットの落下速度は単一球粒子の沈降速度とジェット内部の下降気流の速度の和として近似的に説明できる。つまり、落下時の粒子と気流の相対速度は流れによらず、粒子の沈降速度にほぼ等しいということを示している。しかし、粉体ジェットに誘起される下降気流の流動特性に関する報告はこれまでなされていない。そこで、本章では気流の流動特性について述べる。

4.1 実験

4.1.1 気流の軸方向速度の測定

4.1.1.1 実験装置

Fig.4.1に本実験に用いた実験装置の概略図を示す。粉体ジェットを自由落下させるシステムの構成要素は3.1.1節で説明したものと同一のものである。粉体ジェットにより誘起される気流の速度は、前方散乱方式のL.D.V.とP.D.A.を併用して測定を行った。気流速度の測定には、レーザー光を散乱し、かつ気流の流れによく追従するような微粒子が必要となる。そこで、本実験では気流測定用のトレーサ粒子として燻製用のチップの煙を使用した。**Fig.4.1**内にトレーサ粒子の導入方法を示す。まず、トレーサ供給器内でチップは電熱器により加熱され、煙となって供給器内に充填する。このとき、トレーサは、コンプレッサーにより供給器から押し出され、パイプ内を通過してオリフィス近傍部に導入される。トレーサは粉体ジェットとともに鉛直下向き方向の流れを形成し、測定部に導かれることとなる。**Fig.4.2**にトレーサ粒子の導入方法の詳細を示す。

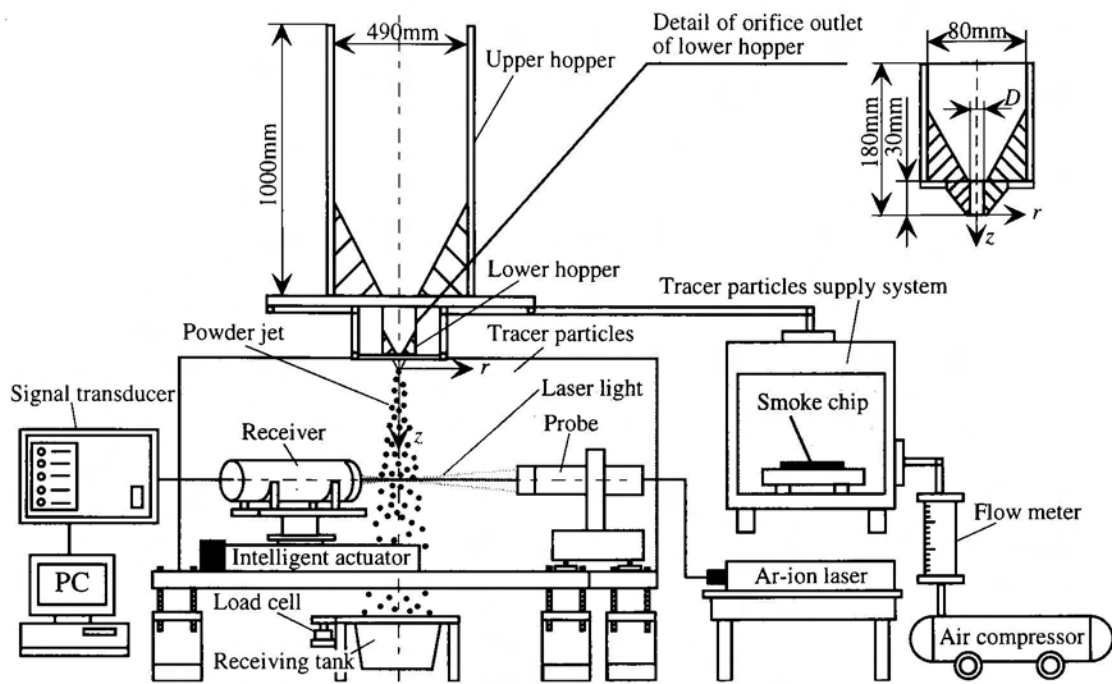


Fig.4.1 Experimental apparatus.

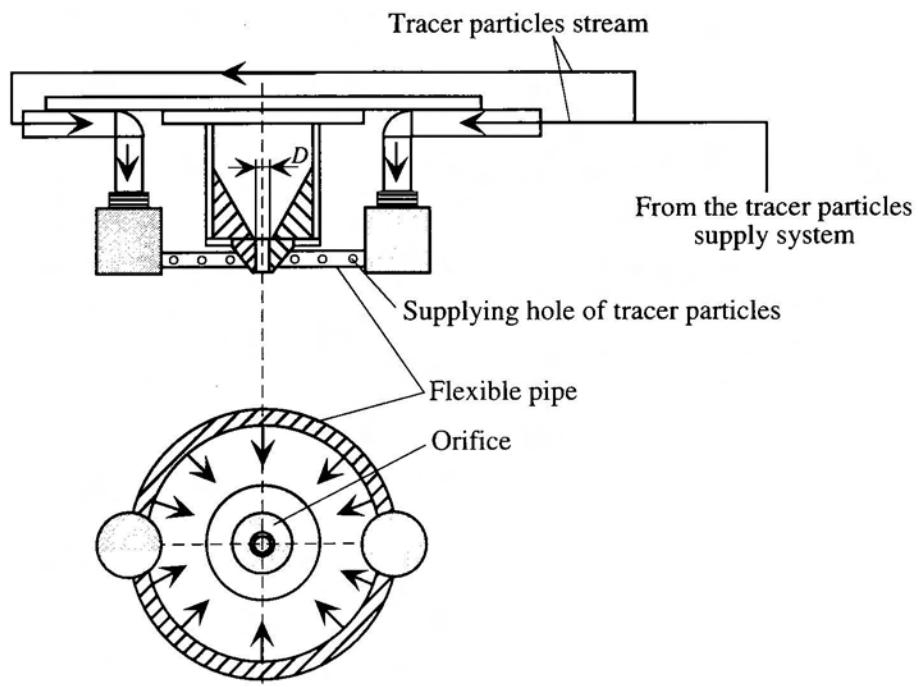


Fig.4.2 Detail of tracer feeding device.

Fig.4.3に本実験で使用した送光用プローブと受光用レシーバの光学系の配置図を示す。ここで、プローブとレシーバのレンズ焦点距離はそれぞれ、400mm、600mmである。測定部に導かれた粒子と気流は、レーザー光により散乱され、この信号を信号処理器により処理することで、粒子と気流の速度と粒子径を得ることができる。

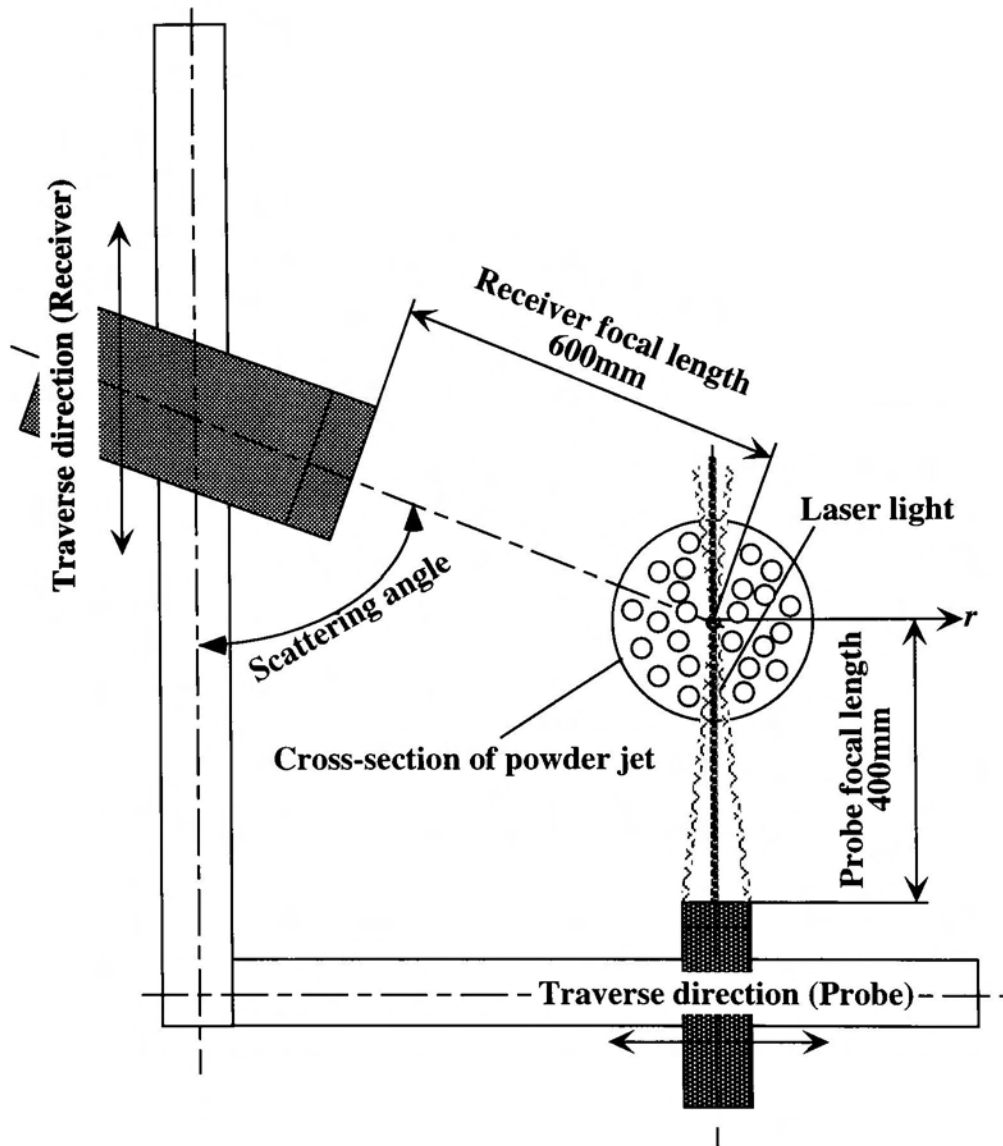


Fig.4.3 Geometry of probe and receiver at P.D.A. .

4.1.1.2 P.D.A. による気流の測定方法

本実験では、粉体ジェットにより誘起される気流速度に対して、前章と同様に、質量流量 m とオリフィス出口からの落下距離 z をパラメータとして測定を行った。実験中は、 z と r を以下の手順で調節した。

- (1) ホッパーを上下に移動し、 z の位置を決める。このとき、 z はオリフィス出口部からの距離とする。
- (2) 送光用プローブの焦点、すなわち、測定部をオリフィス中心軸にあわせる。以上より、 z と中心軸 ($r=0$) が決定される。
- (3) プローブを x 軸ステージを用いて原点から水平方向に r までトラバースさせる。
- (4) プローブの焦点に加湿器の水蒸気をあて、レーザー光を散乱させ、受光用レシーバのフォーカスを決める。レシーバはアクチュエータを用いて水平方向にトラバースできる。

ここで、プローブとレシーバの移動には、それぞれ、 xyz 軸ステージ (シグマ光機製) とインテリジェントアクチュエータ (THK 製) を使用した。また、本実験の測定可能領域は、鉛直下向きに $340 \leq z \leq 1500\text{mm}$ 、半径方向に $-150 \leq r \leq 150\text{mm}$ である。

4.1.1.3 気流速度の判定方法

粉体ジェット内部の気流速度を測定する場合、粒子と気流が混在するため、両方の速度が測定され、速度の測定値だけでは両者の判定が難しい。そこで、このような測定点では P.D.A. を用いて測定を行った。P.D.A. は速度と粒子径の同時測定が可能であるため、気流速度の判定は速度と粒子径のデータを用いて行うものとした。

実験で得られた測定結果を **Figs.4.4(a), (b)** に示す。**Fig.4.4(a)** は粒子と気流の速度のヒストグラム、**Fig.4.4(b)** は両者の速度と粒子径の分布である。**Fig.4.4(a)** で見られるように両者の速度が重なることがある。この場合、粒子と気流の速度を判別する必要がある。本実験では気流速度を得るために、以下の手順でデータ処理を行い、

気流速度を決定した。

- (1) トレーサ粒子の粒子径は、 $20\mu\text{m}$ 以下であるため、実験データから粒子径が $0\mu\text{m}$ 以上 $20\mu\text{m}$ 未満のデータのみ抽出し、速度のヒストグラムを作成する。

(Fig.4.4(c))

- (2) (1)の処理で除去できなかった粒子速度を、粒子速度のみの測定データを参考にヒストグラムで判別する。即ち、Fig.4.4(c)中の particle velocity を除去する。

- (3) (2)で特定された気流速度のデータのみを取り出して、平均速度を再計算する。ここで、以上の処理から得られた気流速度のヒストグラムを Fig.4.4(d) に示す。

また、Fig.4.4(e)に粒子と気流の速度差が大きい場合の測定結果を示す。図より、粒子と気流の速度は両方存在するが、明らかに両者の速度は区別できるため、この場合、粒子径の測定を必要としない。測定データから気流速度のみを抽出し、平均速度を算出する。さらに、Fig.4.4(f)に気流の測定結果を示す。この領域では粒子は存在せず、気流のみの速度のデータとなる。そこで、これらの測定領域では、L.D.V.を用いて速度のみを測定する。データ処理も(3)の手順のみで気流速度を決定した。

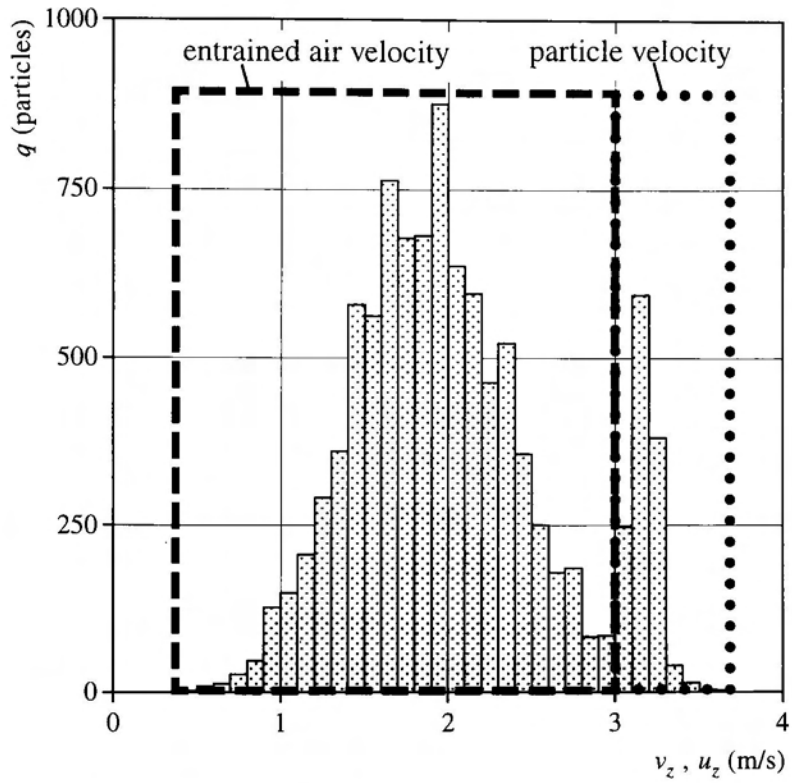


Fig.4.4 (a) Histogram of the particle and the entrained air velocities.

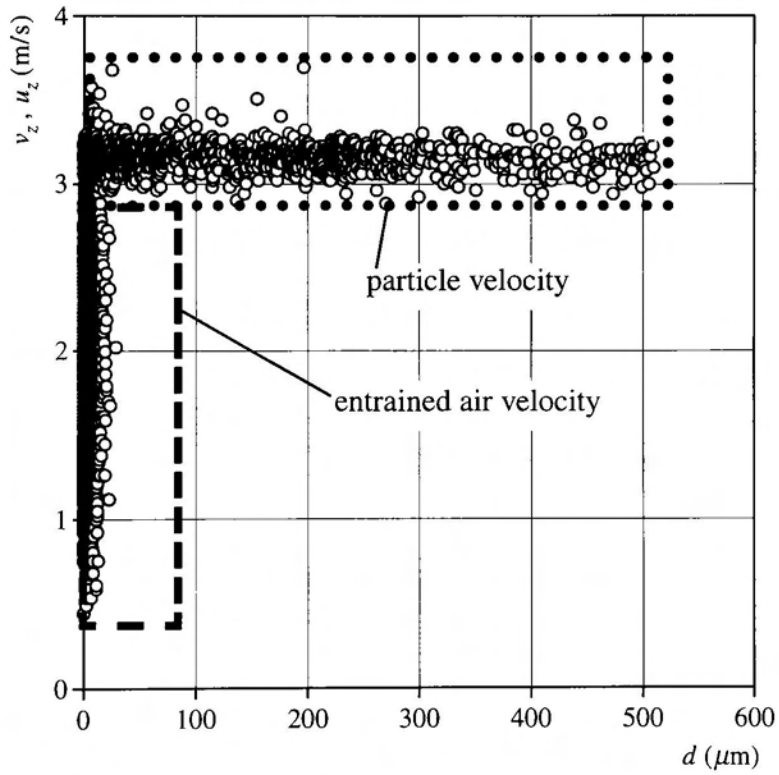


Fig.4.4 (b) Relationship among the velocities of particle , entrained air and the particle diameter.

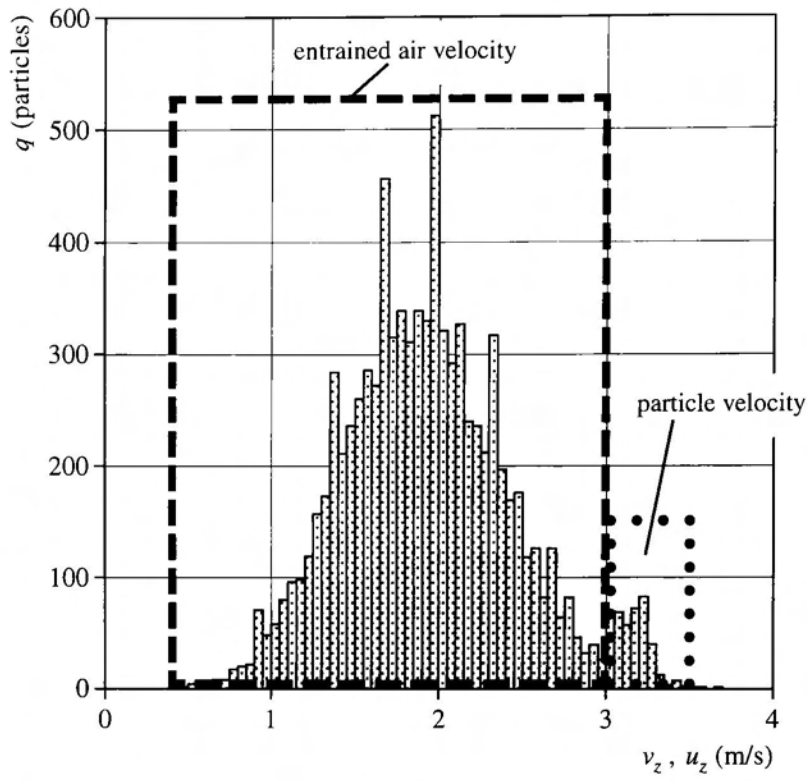


Fig.4.4 (c) Histogram of the particle and the entrained air velocities.

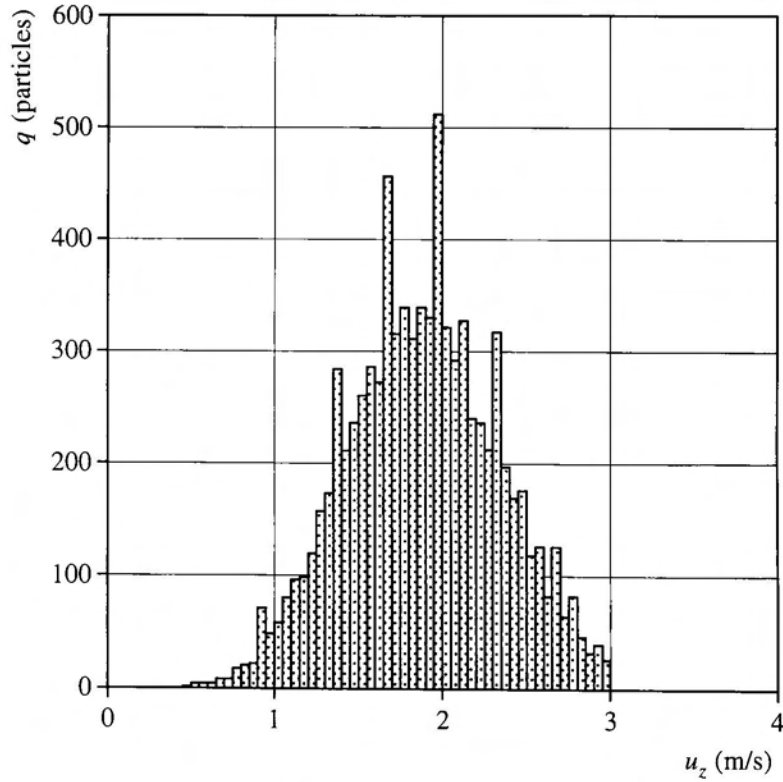


Fig.4.4 (d) Histogram of the entrained air velocities.

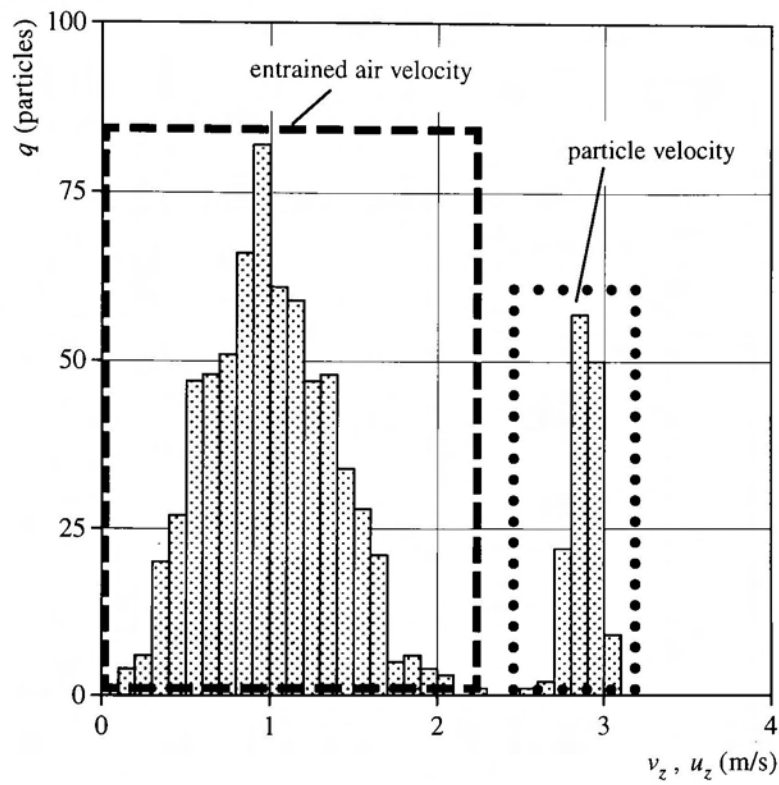


Fig.4.4 (e) Histogram of the particle and the entrained air velocities.

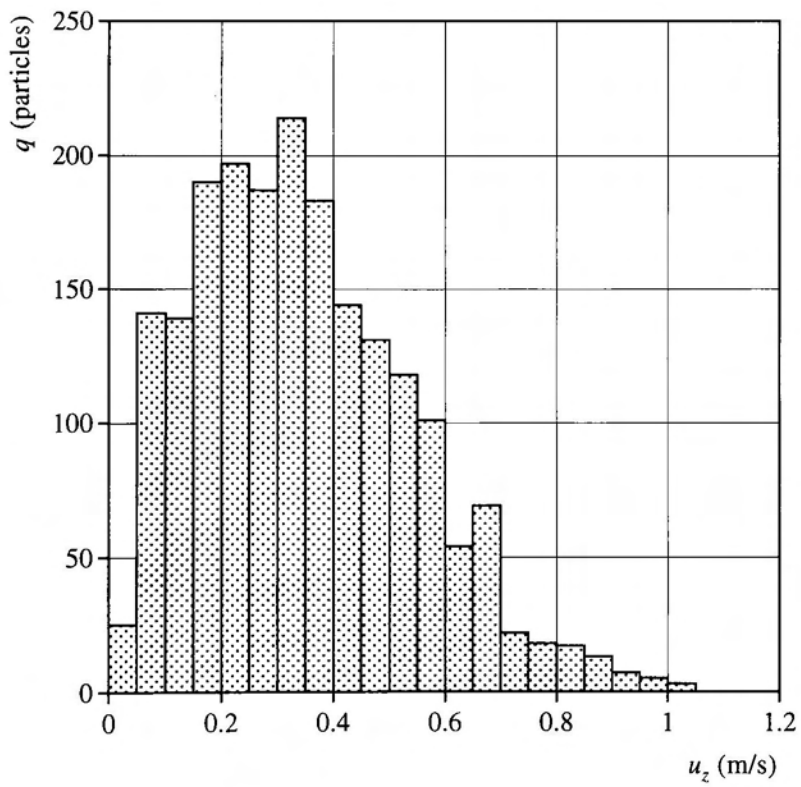


Fig.4.4 (f) Histogram of the entrained air velocities.

4.1.2 粉体ジェットと気流の可視化

4.1.2.1 実験装置

実験は4.1.1.1節で説明したシステムと同一のものを使用した。ここで、気流測定用トレーサの供給方法も同じである。粉体ジェットと気流の可視化にはP.I.V.を使用した。

4.1.2.2 測定方法

Fig.4.5 に、本測定に使用した、P.I.V.の配置図を示す。図より、パルスレーザー発振器（Mini Wave 製、30mJ、532nm、20Hz）から発振されたレーザーは2枚のミラーを介して、シリンドリカルレンズ（DANTEC 製、80X60series、シート角 20°、焦点範囲200-1000mm）に入射し、シートとなって測定部を照射する。測定部に導かれた粒子とトレーサ粒子は光を散乱させ、CCDカメラ（DANTEC 製、Hi-Sence、1280×1024 pixel）に映し出される。このときに得られた2枚の画像は画像処理プロセッサ（DANTEC 製、P.I.V.2100）で信号処理をすることにより、PC上で粒子画像や粒子と気流の速度ベクトルが確認できることとなる。ここで、 m は $5.75 \times 10^{-3} \text{kg/l}$ とし、 z が 500mm、1000mm、1500mm の位置で測定を行った。

Fig.4.6 に、P.I.V.測定で得られた、ある瞬間での粒子と気流の画像を示す。図より、ガラスビーズとトレーサ粒子がレーザーの光を散乱させ、白っぽく映し出されている様子が見られる。ここで、大きい粒子がガラスビーズで小さい粒子はトレーサ粒子である。

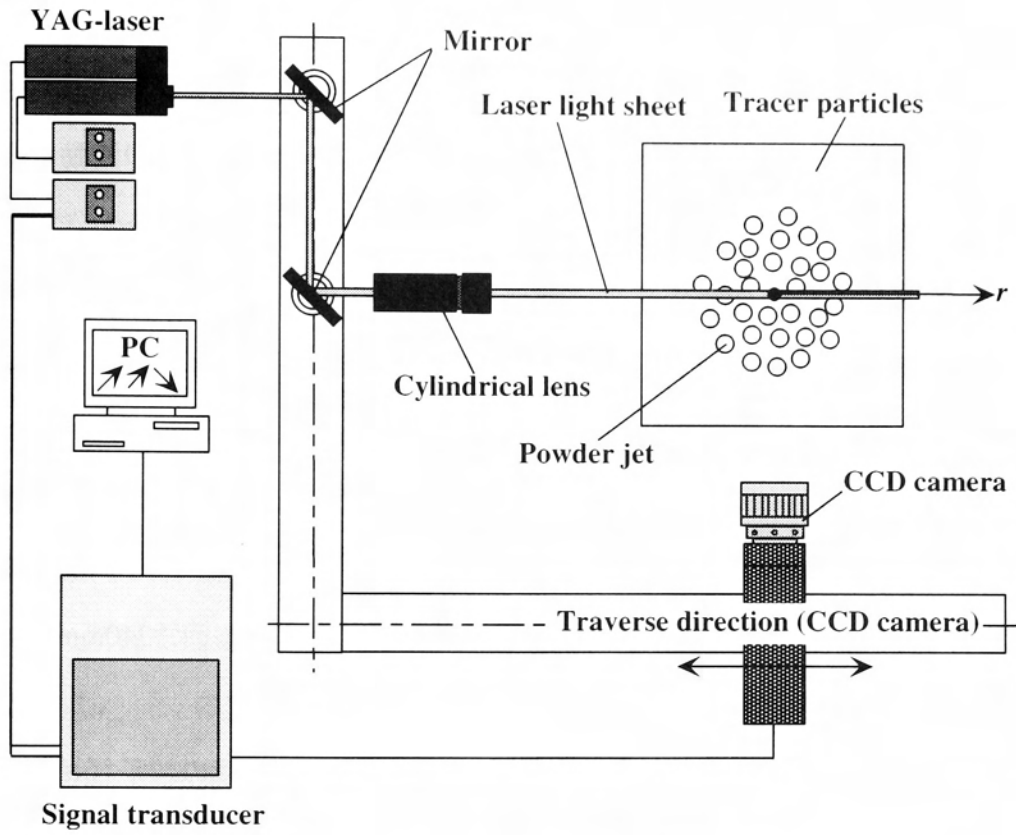


Fig.4.5 Geometry of P.I.V. system.

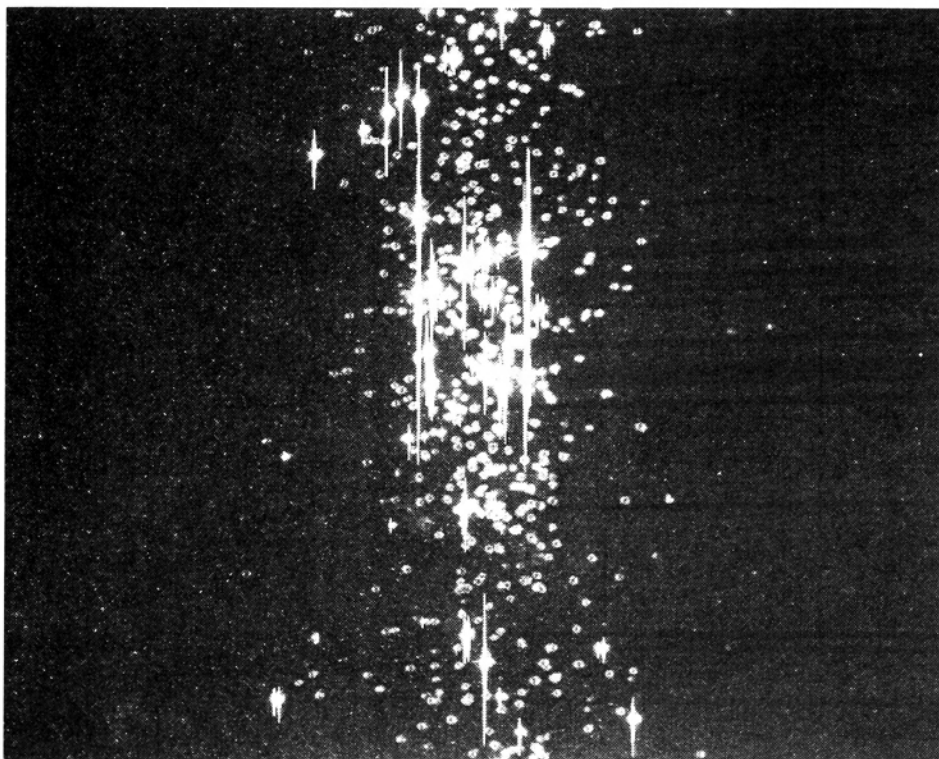


Fig.4.6 Particle image of glassbeads and tracer particles.

4.2 実験条件

本実験では、粉体ジェットにより誘起される気流の軸方向速度の半径方向分布と中心軸上速度の測定をP.D.A.を使用して行い、粉体ジェットと気流の流動状態の可視化をP.I.V.を用いて行った。ここで、 \dot{m} を前章と同様に、 $1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ 、 $5.75 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ 、 $12.71 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ と変化させた。ただし、粉体ジェットと気流の可視化実験では \dot{m} は $5.75 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ のみとした。

各質量流量に対する、測定断面 z は500mm、1000mm、1500mmとした。ここで、気流の軸方向速度は z の断面での最大速度の5%程度になる r の位置まで測定を行い、その点を気流速度の外端半径 r_{ea} とした。

次に、気流の中心軸上速度の測定は、各質量流量に対して、 z が340mm、400mmと以下100mm刻みで1500mmまで測定を行うものとした。

Fig.4.7にトレーサ粒子の粒度分布を示す。ここで、トレーサの粒子径はP.D.A.を使用して測定した。トレーサ粒子の平均粒子直径は約 $3 \mu\text{m}$ である。

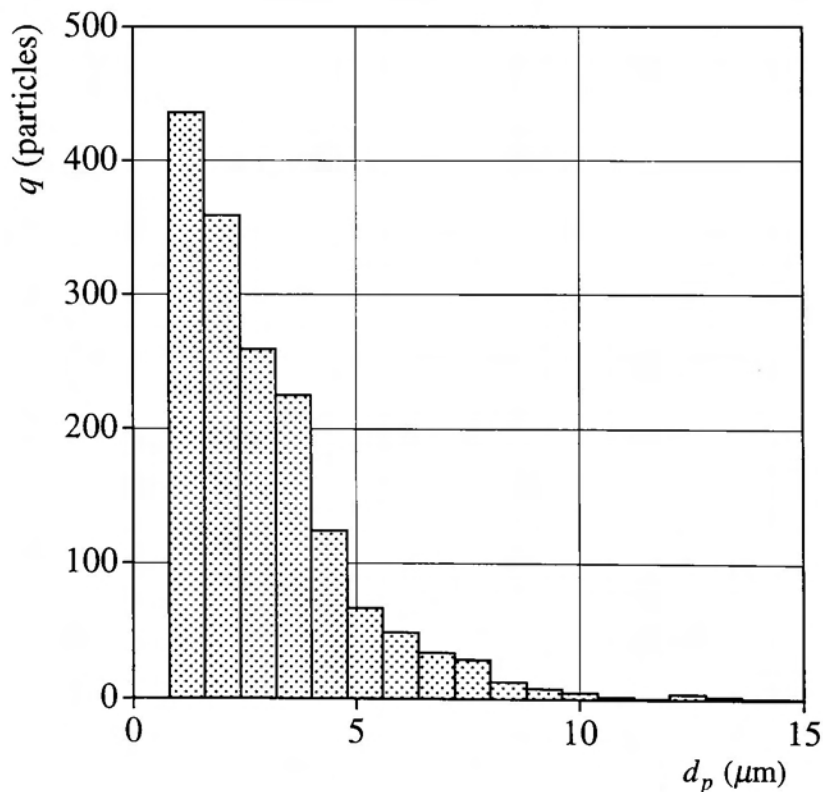


Fig.4.7 Tracer particle size distribution.

4.3 結果と考察

4.3.1 気流の中心軸上速度と落下距離の関係⁸⁵⁾⁸⁶⁾

Fig.4.8 に気流の中心軸上速度 u_{zmax} の z との関係を示す。図中の実線は静止流体中を落下する単一球粒子の z での速度 v_s 、点線は v_s の最終速度である沈降速度 $v_{s\infty}$ 、一点鎖線は流体抵抗を無視した場合の単一球粒子の落下速度 v_g を示す。また、前章の粉体ジェットの中心軸上速度 v_{zmax} と z の関係も示した。

図より u_{zmax} は v_{zmax} と同様に z の増加と共に増加するが、ある一定値に達する傾向を示している。また、 v_{zmax} は巻き込み空気の影響により、 v_s 以上 v_g 以下のある一定値に収束する傾向を示す。さらに、 u_{zmax} は \dot{m} の増加と共に増加する。これより、 \dot{m} の増加と共に、 z 断面を通過する空気流量は大きくなるといえる。

Fig.4.9 に u_{zmax} と z の実験値と計算値の比較を示す。ここで、 \dot{m} は $1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ である。図より、計算値の u_{zmax} は実験値と同様の傾向を示した。しかし、3章で述べたように計算値の v_{zmax} は z の増加とともに実験値より離れる傾向を示した。これは計算に使用した粒子に作用する力のモデル化の影響や計算による気流がまだ、十分流れを再現できていないためといえる。このことについては次節で述べる。

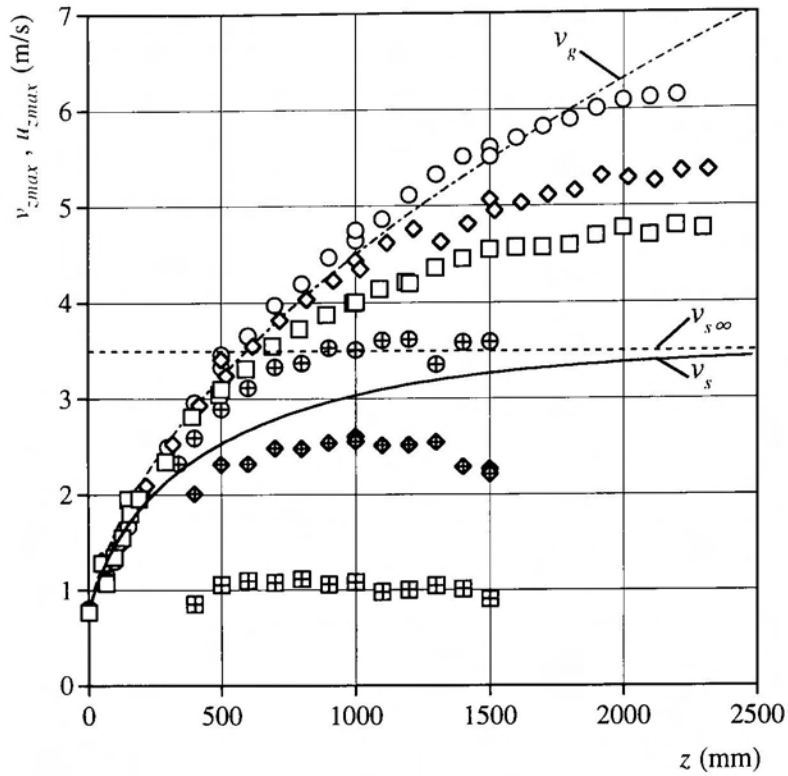


Fig.4.8 Relationship between center-line velocity of entrained air and falling distance.
 \square, \boxplus : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$, \diamond, \blacklozenge : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$, \circ, \oplus : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$
 open symbol : powder jet, cross symbol : entrained air

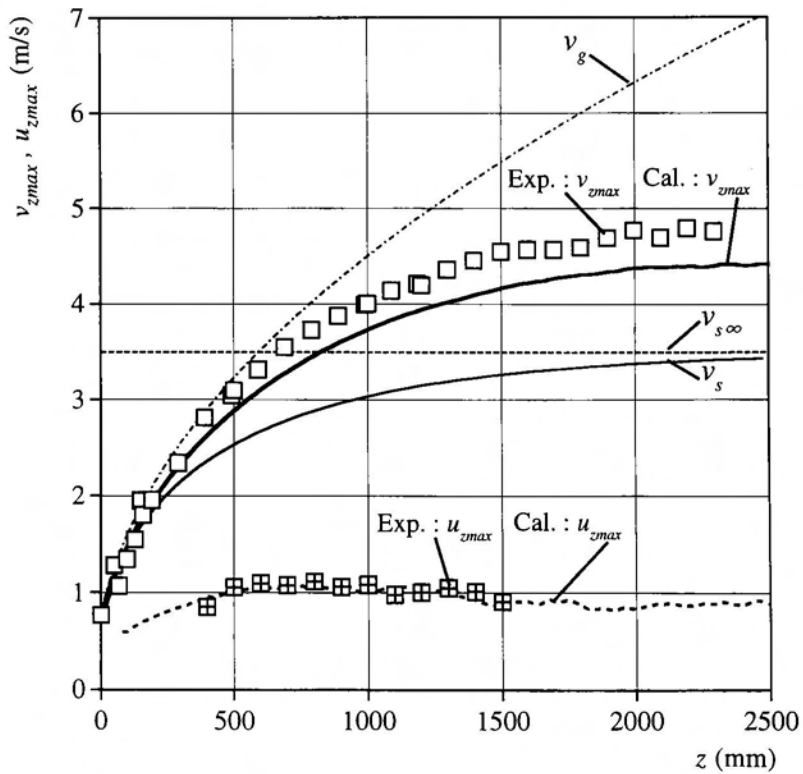


Fig.4.9 Relationship between experiment and calculation of u_{zmax} ($\dot{m}=1.97 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$).

4.3.2 気流の軸方向速度⁸⁶⁾

Figs.4.10 ~ **4.12**にオリフィス出口からの落下距離 z が500mm, 1000mm, 1500mmにおける粉体ジェットにより誘起される気流の軸方向速度 u_z の半径方向分布の実験値を示す。ここで, \dot{m} は 1.97×10^{-3} kg/s, 5.75×10^{-3} kg/s, 12.71×10^{-3} kg/sである。各図において, u_z は v_z と同様に粒子濃度が大きい中心軸付近で最大値を示し, ジェット外端へ向かって減少する。また, 気流の流動域は z の増加とともに増加し, 粒子が存在しない空間に広がる傾向を示した。気流の広がりについては第6章で論じる。

Fig.4.13に気流の無次元軸方向速度分布を示す。ここで, 実線は3.2節の, 単相ジェットの渦粘性一定モデルで仮定した式(3.4)を表す。式(3.4)は次式となる。

$$\frac{u_z(r)}{u_{z\max}} = \frac{1}{\left\{1 + (\sqrt{2} - 1) \left(\frac{r}{b}\right)^2\right\}^2} \quad (3.4)$$

図より, 実験値と式(3.4)による気流の無次元軸方向速度分布はほぼ同様の傾向を示す。ただし, 式(3.4)の仮定による気流の外端部の速度は実験値より減少している。このため, 3.2節での仮定は, 粉体ジェットにより誘起された気流の軸方向速度について, 多少ではあるが実際の流れを過小評価していると考えられる。

Figs.4.14(a), (b), (c)に, 各断面での気流の軸方向速度の計算値と実験値の比較を示す。ここで, \dot{m} は 1.97×10^{-3} kg/sである。計算の分布形は実験値と同様に中心軸付近で最大でジェット外端に向かって速度を減少していく傾向を示している。しかし, 計算値の u_z を実験値と比較すると, 気流の横方向への拡大を再現できなかった。これは計算の u_z がまだ, 十分流れを再現できていないためといえる。気流には粒子からのソース項として抗力しか考慮しておらず, 横方向力の他に乱流固気相互作用モデルの定数の値や k - ϵ モデルの各種係数の値などを考慮する必要があるといえる。また, 本計算では粒子の体積濃度を考えていないことも原因の1つと考えられる。

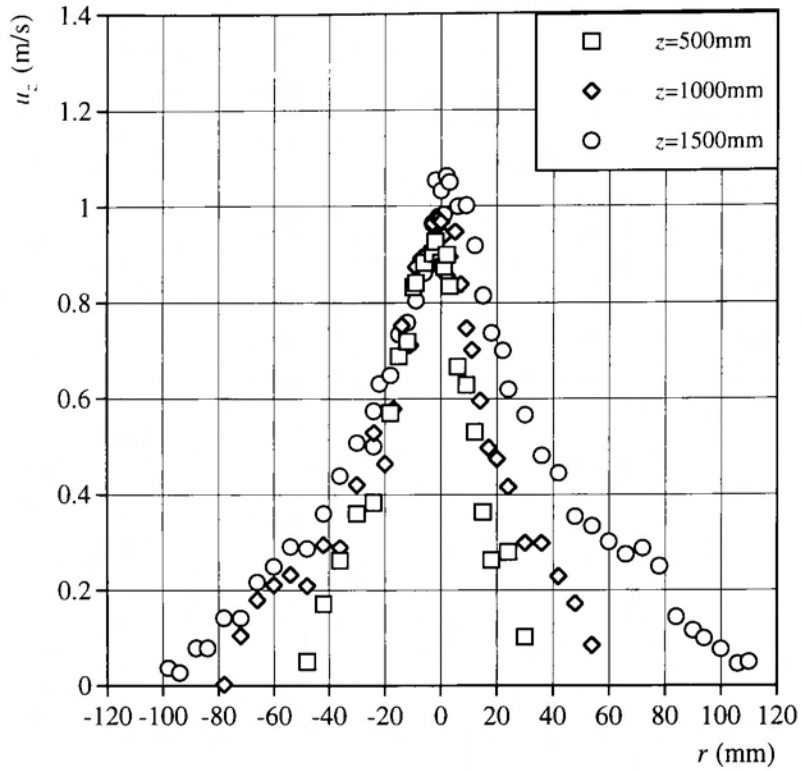


Fig.4.10 Axial velocity profiles of entrained air of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

□ : $z=500\text{mm}$, ◇ : $z=1000\text{mm}$, ○ : $z=1500\text{mm}$

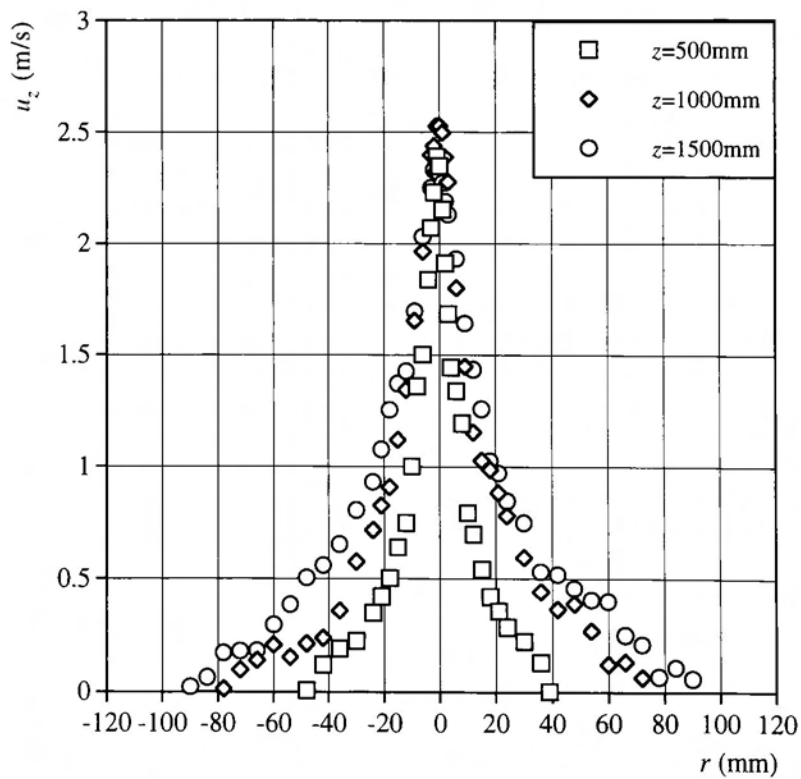


Fig.4.11 Axial velocity profiles of entrained air of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

□ : $z=500\text{mm}$, ◇ : $z=1000\text{mm}$, ○ : $z=1500\text{mm}$

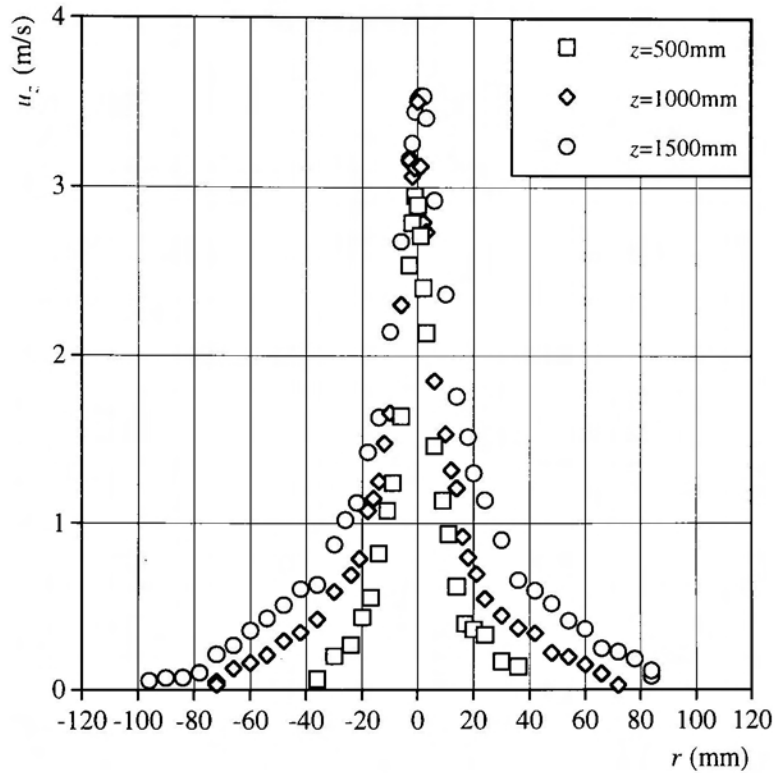


Fig.4.12 Axial velocity profiles of entrained air of $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

□ : $z=500\text{mm}$, ◇ : $z=1000\text{mm}$, ○ : $z=1500\text{mm}$

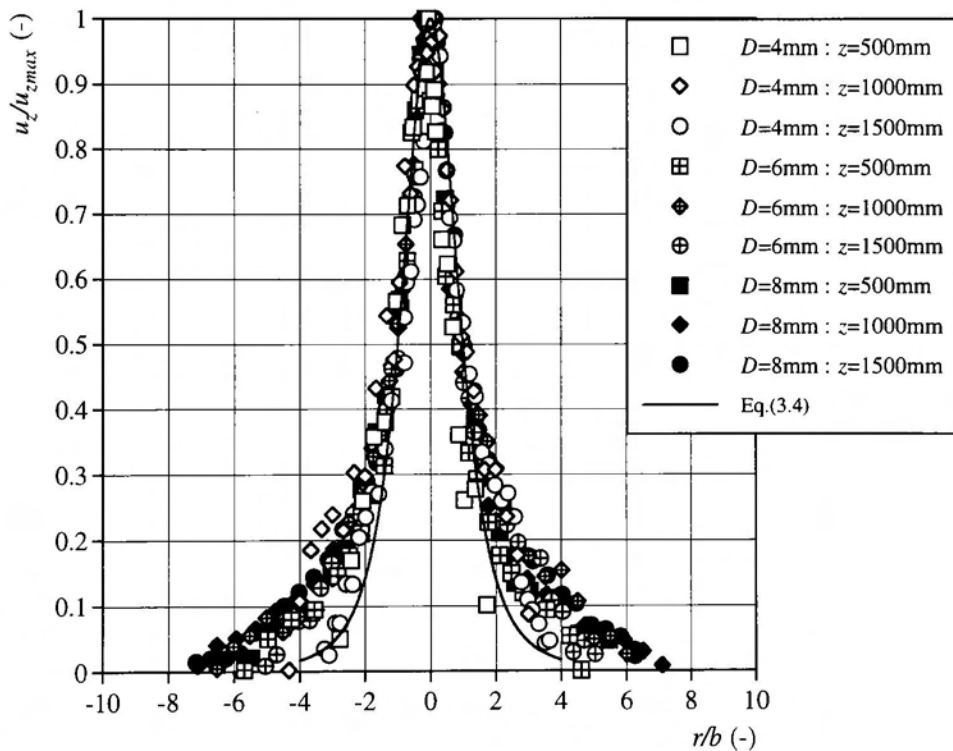


Fig.4.13 Non-dimensional axial velocity profiles of entrained air.

open symbol : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}(D=4\text{mm})$, cross symbol : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}(D=6\text{mm})$,

closed symbol : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}(D=8\text{mm})$

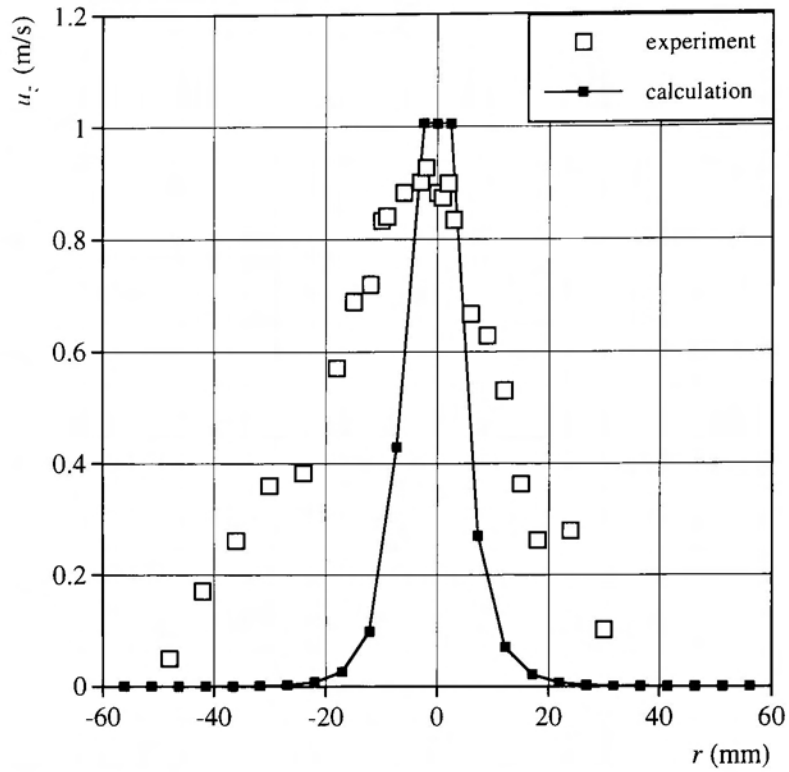


Fig.4.14 (a) Axial velocity profiles of entrained air at $z=500\text{mm}$ of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

□ : experiment, ■ : calculation

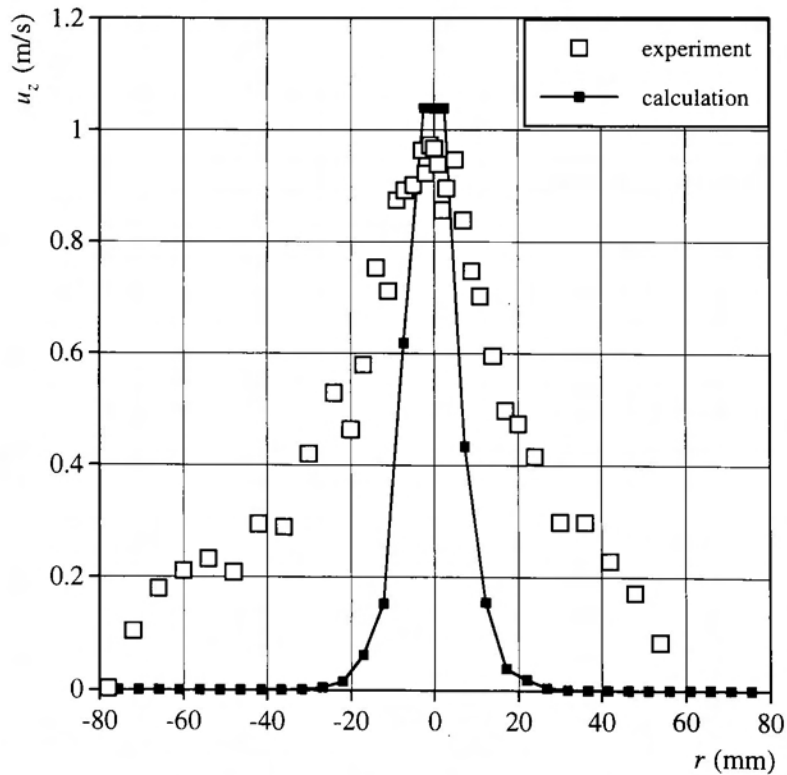


Fig.4.14 (b) Axial velocity profiles of entrained air at $z=1000\text{mm}$ of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

□ : experiment, ■ : calculation

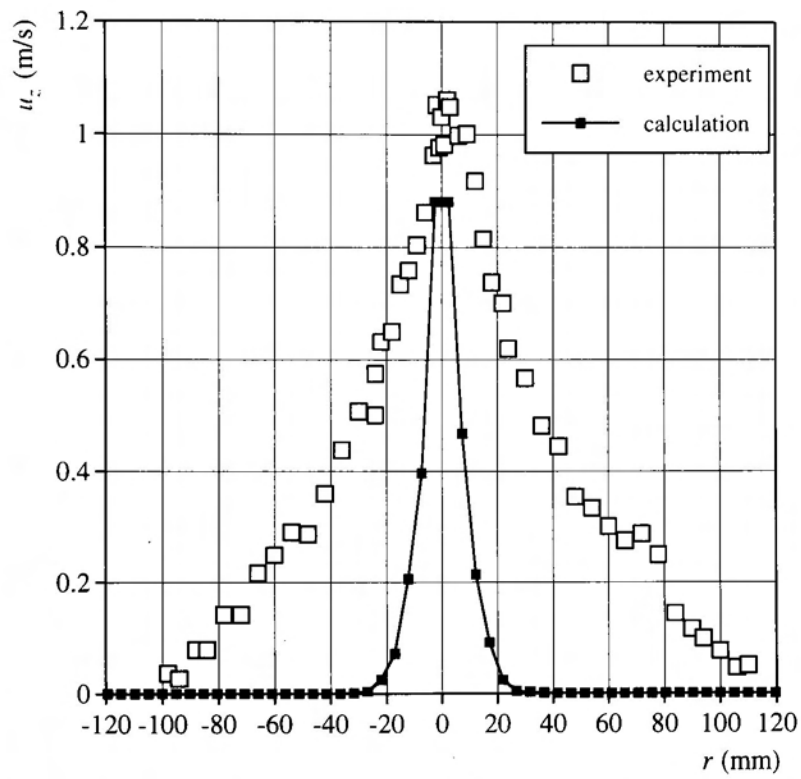


Fig.4.14 (c) Axial velocity profiles of entrained air at $z=1500\text{mm}$ of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

□ : experiment, ■ : calculation

4.3.3 気流の軸方向変動速度

Figs.4.15～4.17に、各質量流量に対する、気流の軸方向変動速度 $\sqrt{u_z'^2}$ の半径方向分布の実験値を示す。ここで、 z は500mm、1000mm、1500mmと変化させた。全ての \dot{m} において、 z の増加とともに、 $\sqrt{u_z'^2}$ は中心軸付近で最大値となる傾向が見られる。この領域では、粉体ジェットの粒子濃度が高いため、多くの粒子が通過する。このため、気流の乱れが生成され、 $\sqrt{u_z'^2}$ が大きくなると考えられる。また、 $\sqrt{u_z'^2}$ は z が増加すると変動は大きくなる傾向が見られる。粉体ジェットの粒子濃度については第5章で詳しく説明する。

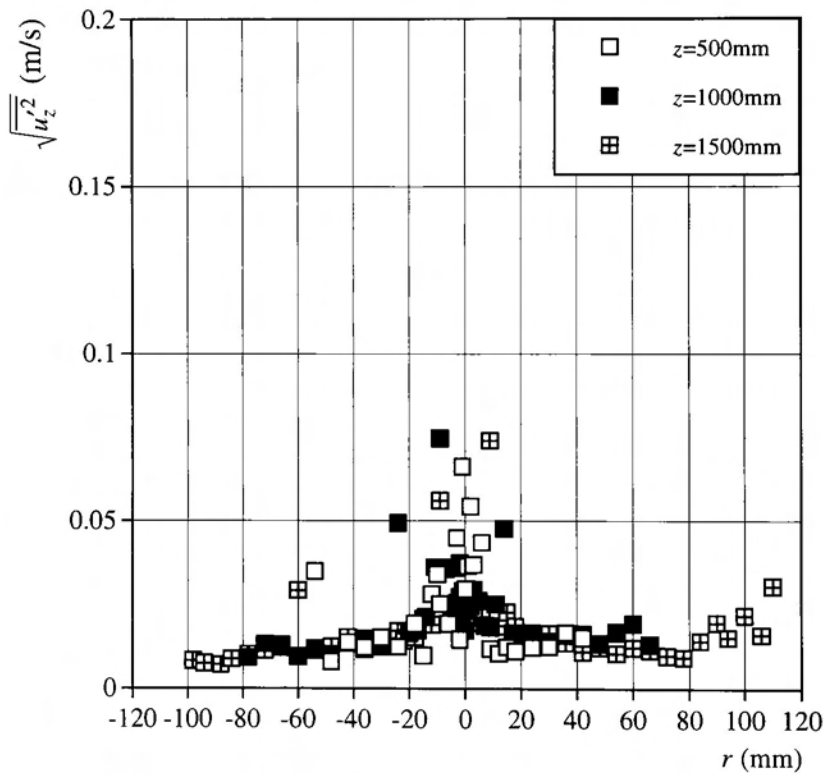


Fig.4.15 Axial fluctuating velocity profiles of entrained air of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

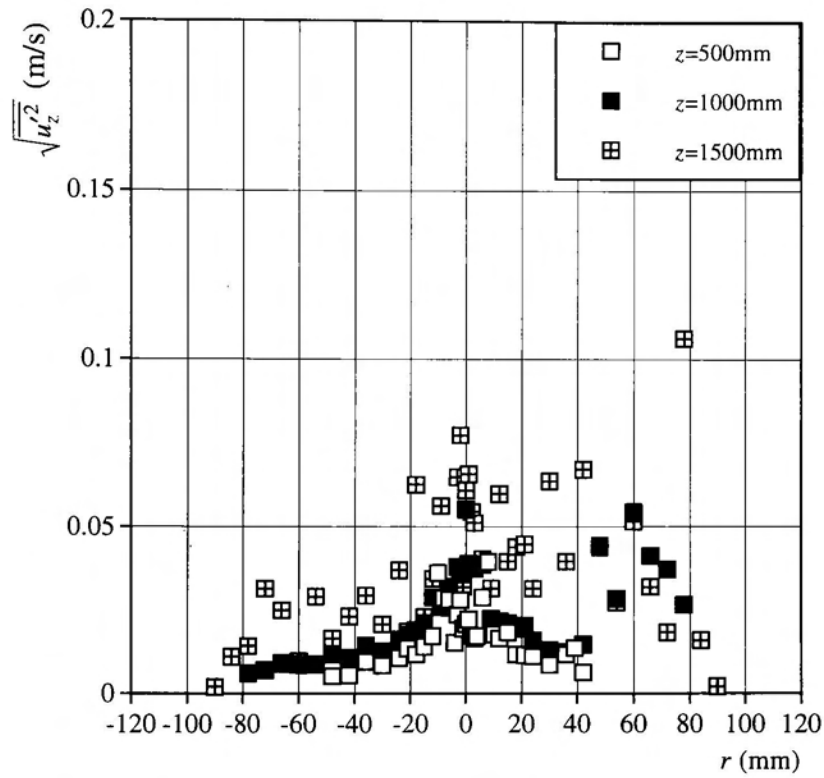


Fig.4.16 Axial fluctuating velocity profiles of entrained air of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

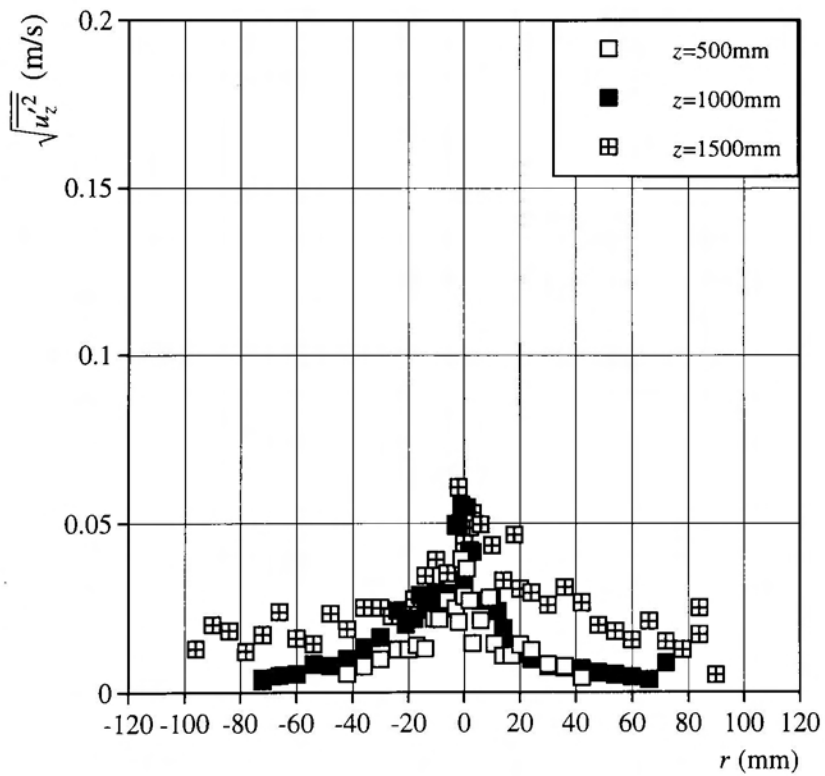


Fig.4.17 Axial fluctuating velocity profiles of entrained air of $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

4.3.4 気流の巻き込み流量⁸⁶⁾

4.3.4.1 巻き込み流量の落下距離や質量流量との関係

本実験で得られた粉体ジェットに誘起される気流の軸方向速度の測定値から、粉体ジェット内部の気流の巻き込み流量 Q_{ent} と同一断面での気流の全体積流量 Q_{total} を求める。

粉体ジェット内部に巻き込まれる気流の流量 Q_{ent} は断面での気流の軸方向速度を粉体ジェットが存在する領域内で積分することにより求める。

$$Q_{ent} = 2\pi \int_0^{r_{ep}} u_z(r) r dr \quad (4.1)$$

ここで、 r_{ep} は粉体ジェットの外端半径であり、L.D.V.による粒子速度の測定限界となる r の位置とした。このとき、粒子のサンプル数は200以上とした。

さらに、各断面での気流の全体積流量 Q_{total} も式(4.1)と同様に次式で求める。

$$Q_{total} = 2\pi \int_0^{r_{ea}} u_z(r) r dr \quad (4.2)$$

ここで、 r_{ea} は気流の外端半径である。

Fig.4.18に粉体ジェットの巻き込み流量 Q_{ent} 、 Q_{total} の z との関係の実験値を \dot{m} をパラメータとして示す。図より Q_{ent} 、 Q_{total} は z の増加とともに増加することが分かる。粉体ジェット内部の巻き込み流量 Q_{ent} は z の増加とともにジェットが広がることにより大きくなると考えられる。また、気流の全体積流量は z が増加すると半径方向に流動領域を拡大するため、 Q_{total} を増加するといえる。

Fig.4.19に粉体ジェット内部の巻き込み流量 Q_{ent} の計算値と実験値の比較を示す。計算値は実験値と同様の傾向を示すが、気流速度が実験値より小さいため、 Q_{ent} に差が見られた。

Fig.4.20に粉体ジェットの巻き込み流量 Q_{ent} の \dot{m} との関係を z をパラメータとして示す。図より Q_{ent} は \dot{m} の増加とともに増加することが分かる。これは、 \dot{m} が増加すると、粒子速度や粒子濃度が増加し、各断面で気流に与える運動量が増加する。この結果、 z が同一の場合の巻き込み流量は \dot{m} の増加とともに増加することとなる。

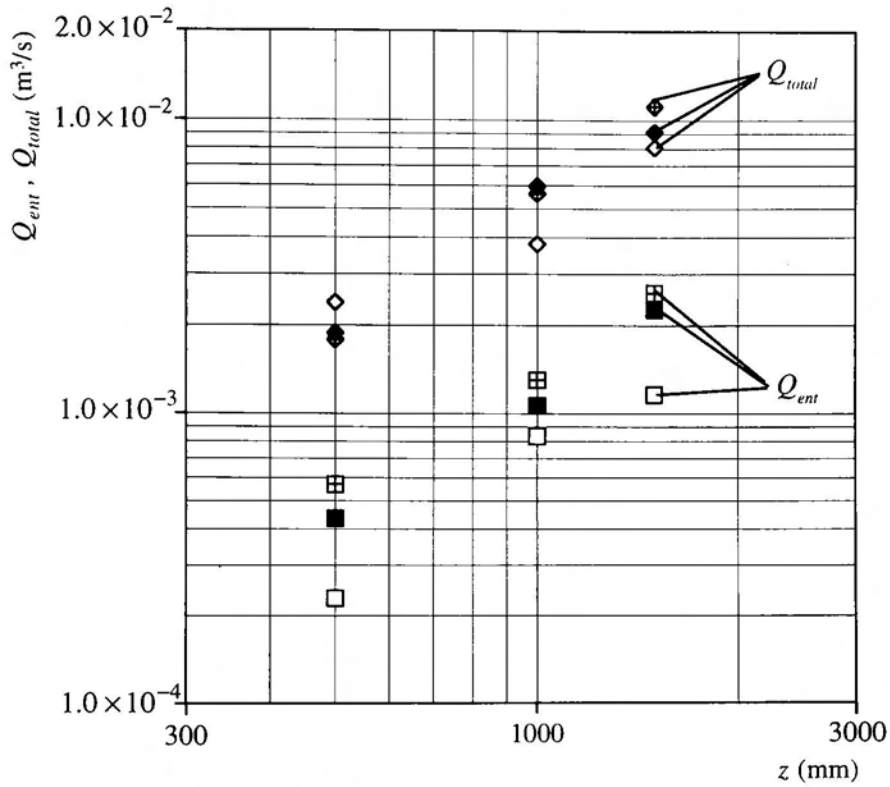


Fig.4.18 Relationship between Q_{ent} , Q_{total} and z of experiment.

□, ◇ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■, ◆ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ⊠, ⊡ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

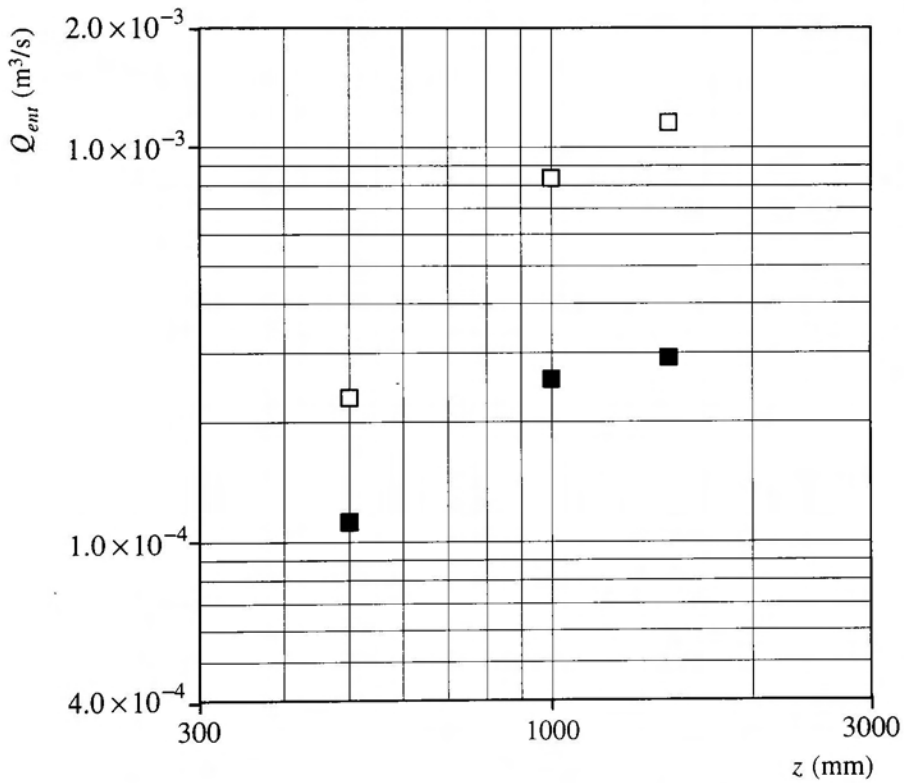


Fig.4.19 Relationship between Q_{ent} and z of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.

□ : experiment, ■ : calculation

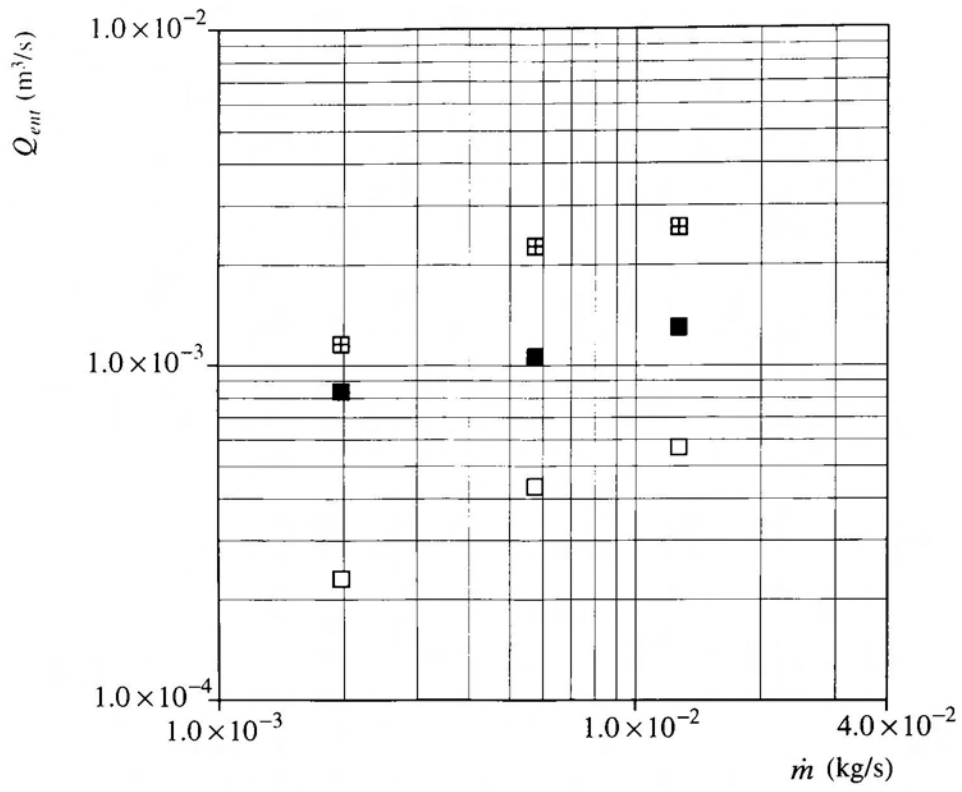


Fig.4.20 Relationship between Q_{ent} and \dot{m} of experiment.

□ : $z=500\text{mm}$, ■ : $z=1000\text{mm}$, ⊠ : $z=1500\text{mm}$

4.3.4.2 巻き込み流量の理論モデルとの比較

本節では、第1章、第3章で述べた、巻き込み流量に関するいくつかのモデルと実験値との比較を行う。ここで、Cooperら⁷⁾や筆者ら⁵⁸⁾による巻き込み流量を、それぞれ、 Q_{plume} 、 Q_{rel} で表す。各巻き込み流量の計算式を以下に示す。

$$Q_{plume} = \int_0^{\infty} 2\pi u_z(r) r dr = \pi \frac{6}{5} \alpha \left(\frac{9}{10} \alpha \frac{g}{\pi} \frac{\dot{m}}{\rho_{bo}} \right)^{1/3} z^{5/3} \quad (4.3)$$

$$Q_{rel} = \int_0^{\infty} 2\pi u_z(r) r dr = 2\pi \frac{b^2}{\sqrt{2}-1} (v_{zmax} - v_s) \quad (4.4)$$

式(4.3)、式(4.4)は粉体ジェットにより誘起される気流の軸方向速度分布を単相ジェットやプルームの速度分布で仮定したものである。4.3.2節で述べたように、本実験の結果から、気流の軸方向速度は粉体ジェットの存在しない領域に流動範囲を拡大することが明らかとなっている。このことから、両者のモデルは気流の全体積流量 Q_{total} を算出していると考えられる。

Figs.4.21(a)～(c)に実験値 Q_{total} と理論モデル Q_{plume} 、 Q_{rel} との比較を示す。 \dot{m} は、それぞれ、 1.97×10^{-3} kg/s、 5.75×10^{-3} kg/s と 12.71×10^{-3} kg/s とした。実験値と理論値は z や \dot{m} の増加とともに増加する傾向を示した。それぞれの巻き込み流量の z に対する傾きはほぼ同様の傾向となる。しかし、巻き込み流量の絶対値はそれぞれ異なった値を示している。前述したように、式(4.3)と式(4.4)は粉体ジェットに誘起される気流の速度を単相ジェットやプルームの速度分布で仮定して求めている。これは、4.3.2節で述べたように、本実験の気流の速度分布に類似した傾向を示すが、実際の流れを幾分過小評価していると考えられる。さらに、式(4.3)はエントレインメント係数 α や ρ_{bo} により変化する。今回の計算には文献値⁷⁾の $\alpha=0.031$ を用いたが、これは \dot{m} や d_p による影響を受けるため、本研究で用いた粒子に対して適当な値であるかは疑問である。また、 ρ_{bo} はオリフィス出口部での粉体のかさ密度であるが、粉体ジェットの流れは落下距離の増加とともに粒子濃度が変化する。今後は粒子物性による α や ρ_{bo} を検討する必要がある。

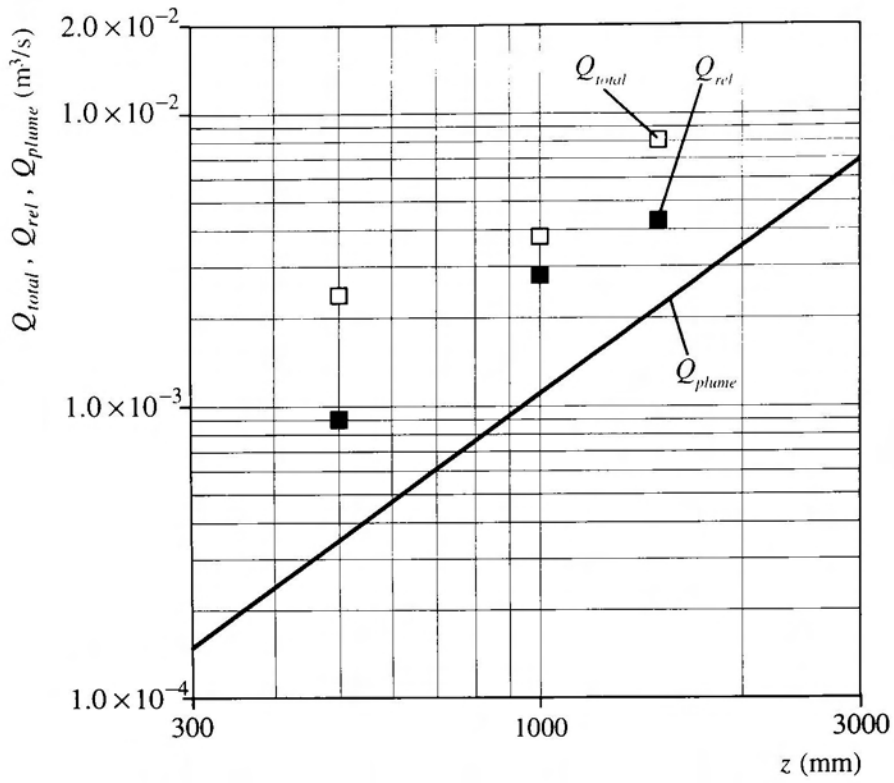


Fig.4.21 (a) Relationship among Q_{total} , Q_{rel} , Q_{plume} and z of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$.

□ : Q_{total} , ■ : Q_{rel} , — : Q_{plume}

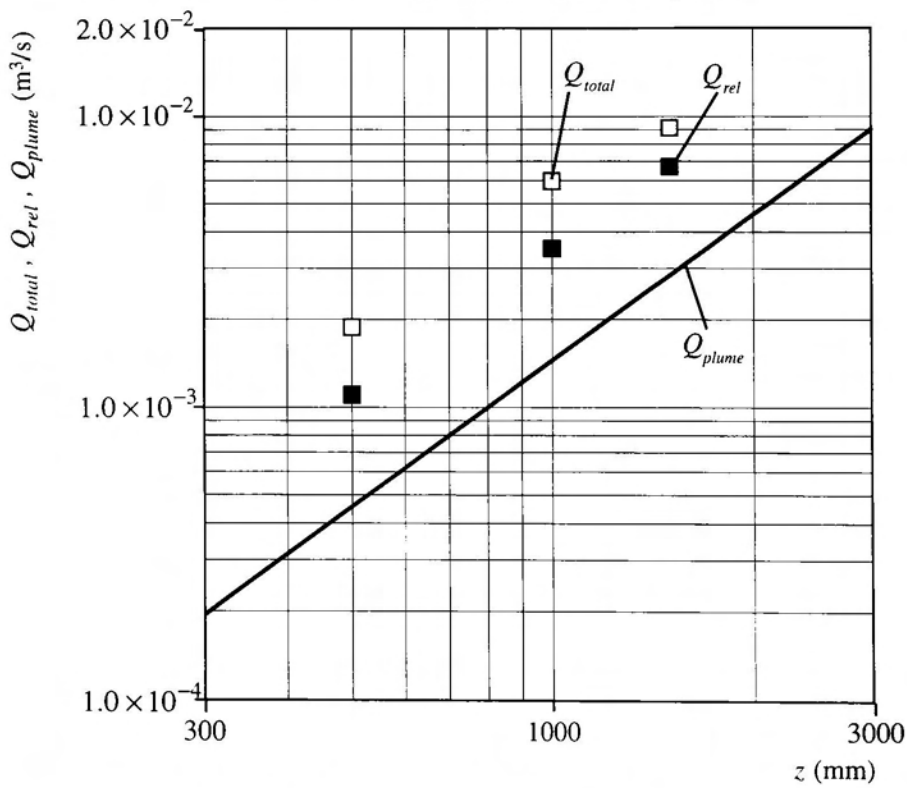


Fig.4.21 (b) Relationship among Q_{total} , Q_{rel} , Q_{plume} and z of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3} \text{kg/s}$.

□ : Q_{total} , ■ : Q_{rel} , — : Q_{plume}

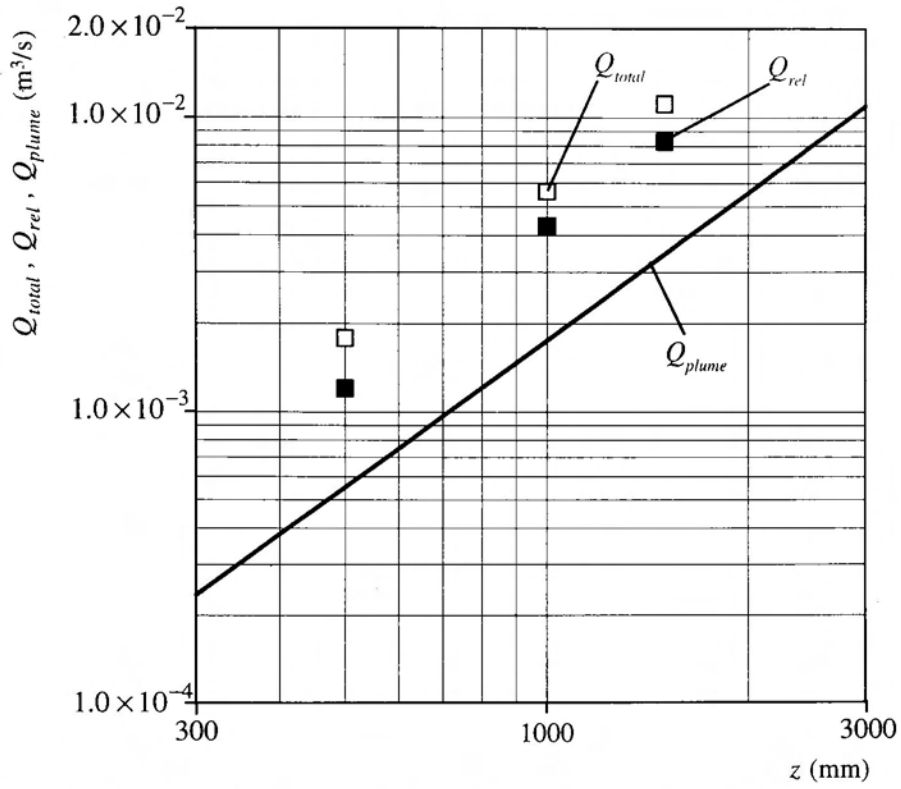


Fig.4.21 (c) Relationship among Q_{total} , Q_{rel} , Q_{plume} and z of $\dot{m} = 12.71 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.

□ : Q_{total} , ■ : Q_{rel} , — : Q_{plume}

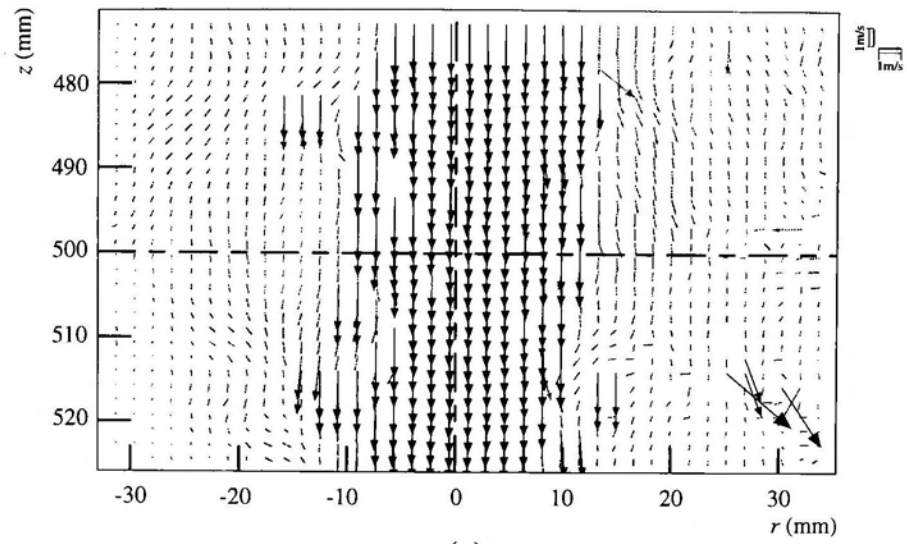
4.3.5 粉体ジェットと気流の可視化

Figs.4.22(a), (b), (c)~4.24(a), (b), (c)に、P.I.V.により測定した粒子と気流の速度ベクトル図を示す。ここで、 m は $5.75 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ で、 z は500mm, 1000mm, 1500mmと変化させた。また、(a), (b), (c)は、それぞれ、同一条件での異なる時刻の画像から算出した速度ベクトルである。

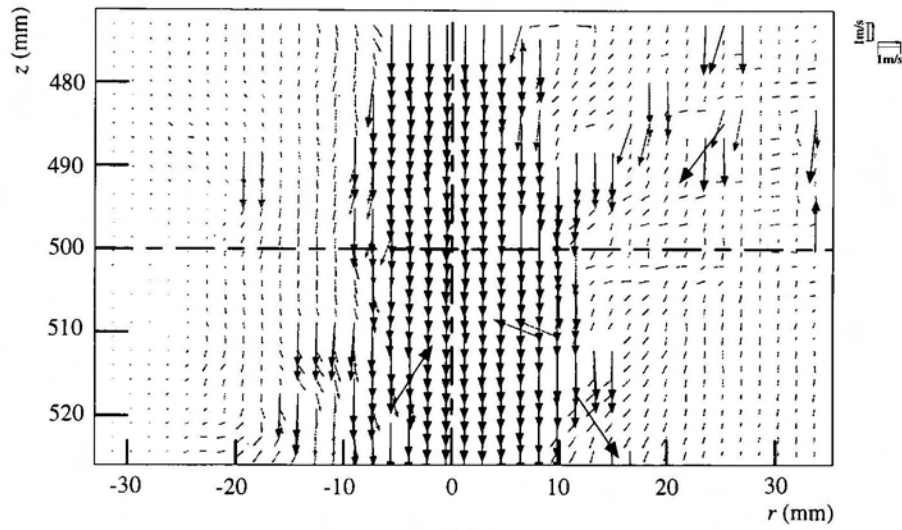
測定では、散乱光が強い場合や粒子濃度が高い場合に過誤ベクトルが発生する。また、粒子と気流を同時に測定しているため両者の判断を行う必要がある。本実験ではP.D.A.による測定から気流の軸方向速度の最大値が2.53m/sであるため、これ以下の速度は気流速度と見なした。図中では黒色の矢印が粒子、灰色の矢印が気流を表している。

各図から、粉体ジェットの速度ベクトルは中心軸に対してほぼ対称に分布し、鉛直下向き方向に落下している。これに対して、気流の速度ベクトルは、粉体ジェット境界付近で横向き速度ベクトルを有し、流入や流出を行っていることが分かる。粒子速度と比較するとかなり小さい速度となっているが、軸方向速度はP.D.A.による測定値とほぼ同様のオーダーであった。さらに、気流の粉体ジェット内部への流入は、 z の増加とともに増加する傾向を示し、気流の流動領域も拡大していく様子が見られる。この結果は、 z の増加とともに粒子速度も増加し、粒子と気流の相互作用が活発になっていると考えられる。しかし、本実験ではジェット内部の気流の速度は測定できていない。これは、この領域では粒子濃度や散乱光が高いため粒子の画像しか得ることができないためである。

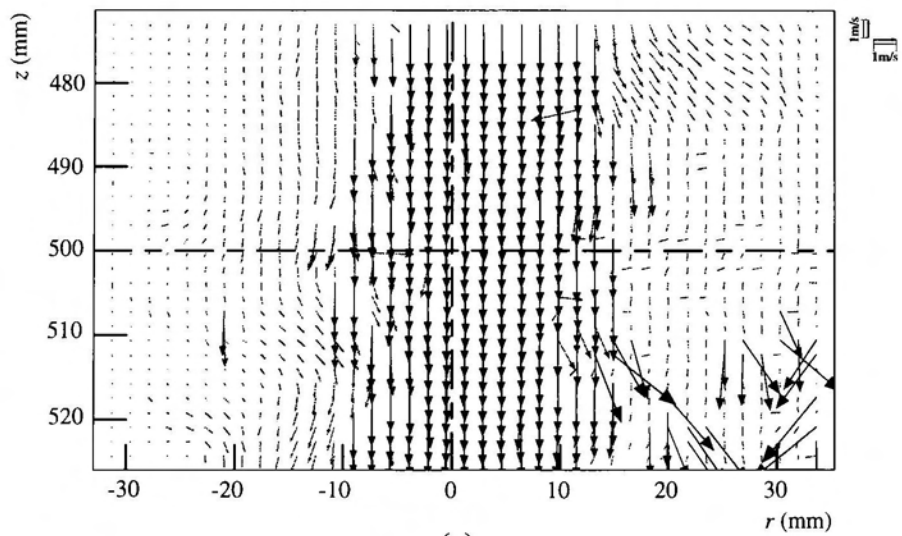
Figs.4.25(a), (b), (c)に粉体ジェットと気流の境界を拡大した測定例を示す。ここで、 z は1500mmである。図より、粒子と気流の境界付近で気流は非定常的な運動を繰り返していることが分かる。しかし、平均値で見ると、鉛直下向き方向の流れが支配的であることを実験により確認している。今後は、単相ジェットなどと同様に、粉体ジェット内部への気流の流入流出のメカニズムやジェット内部の気流の乱れなどを明らかにしていく必要がある。



(a)

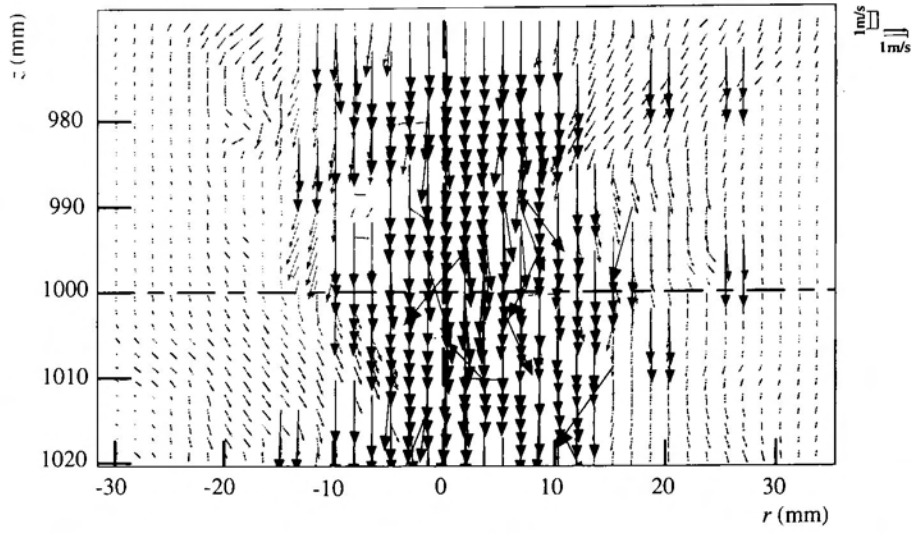


(b)

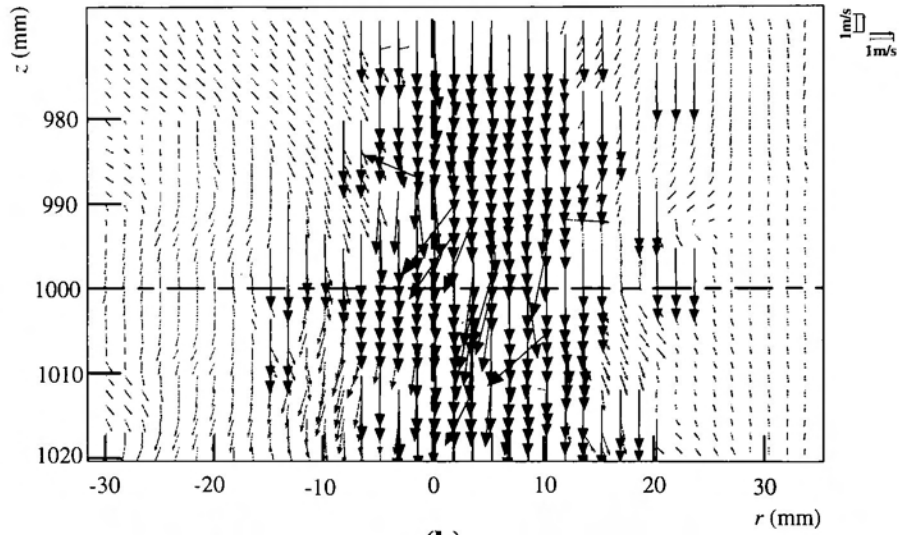


(c)

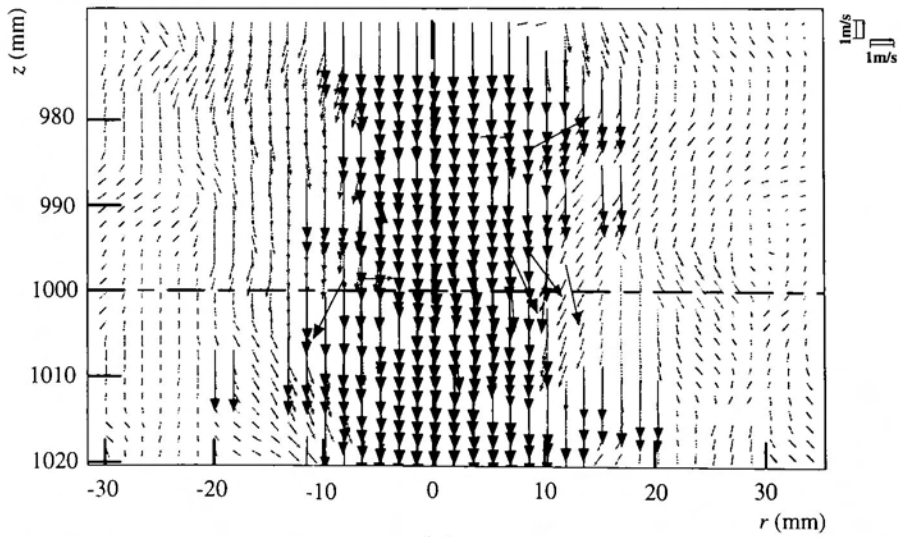
Fig.4.22 Velocity vector map of powder jet and entrained air at $z=500\text{mm}$ of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$. Black vector : powder jet, Gray vector : entrained air



(a)

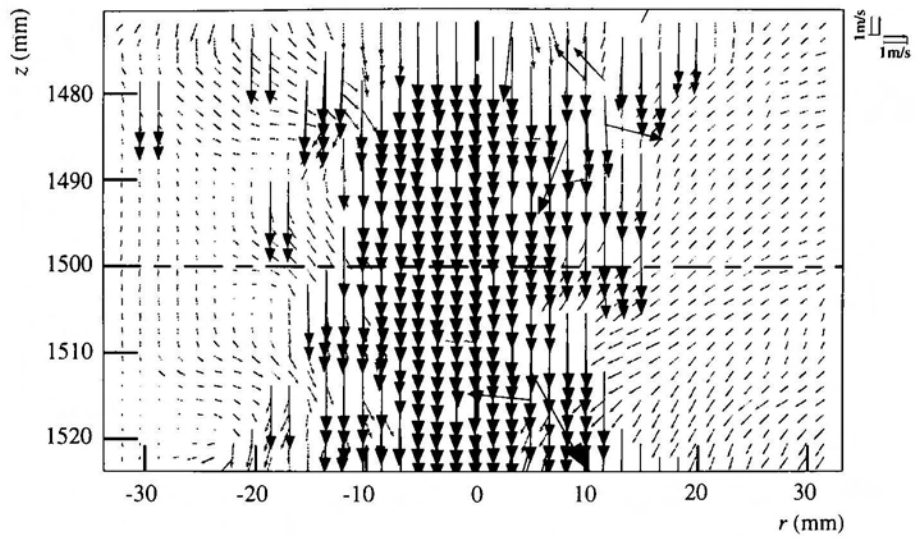


(b)

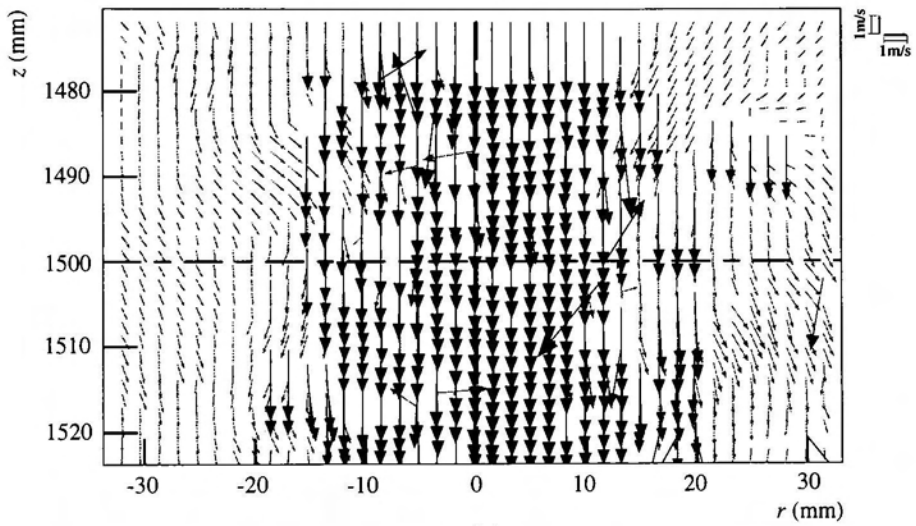


(c)

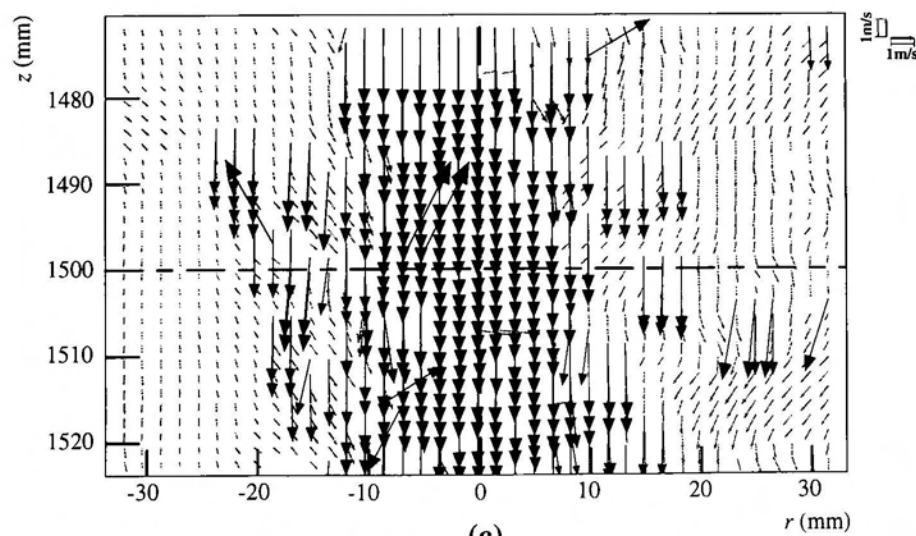
Fig.4.23 Velocity vector map of powder jet and entrained air at $z=1000\text{mm}$ of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$. Black vector : powder jet, Gray vector : entrained air



(a)

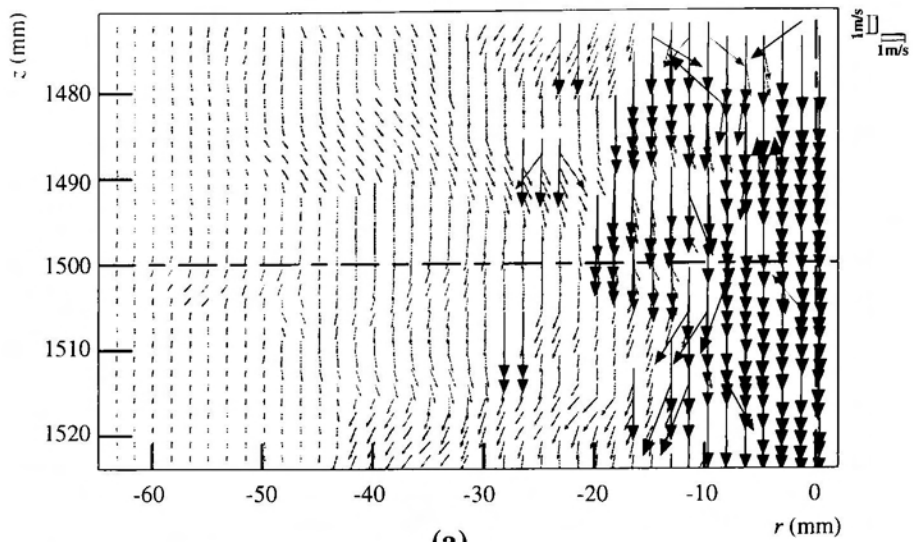


(b)

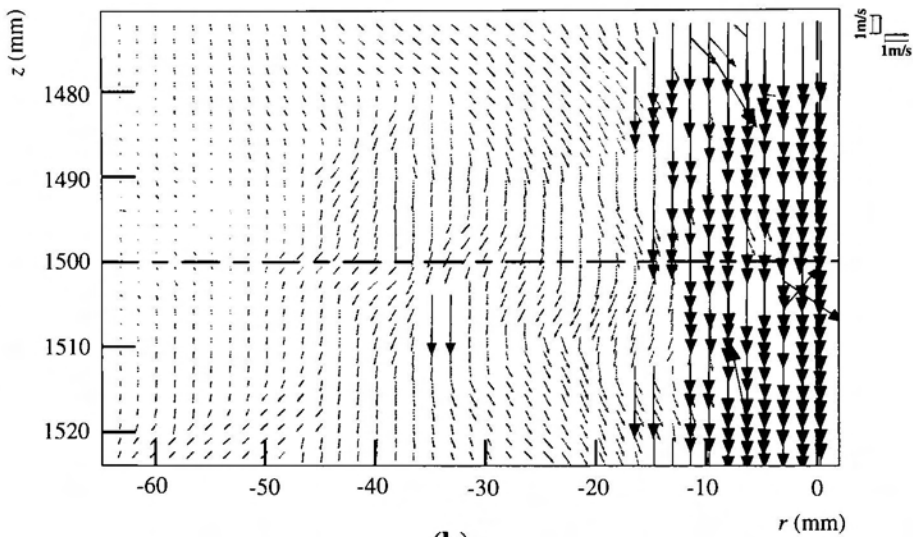


(c)

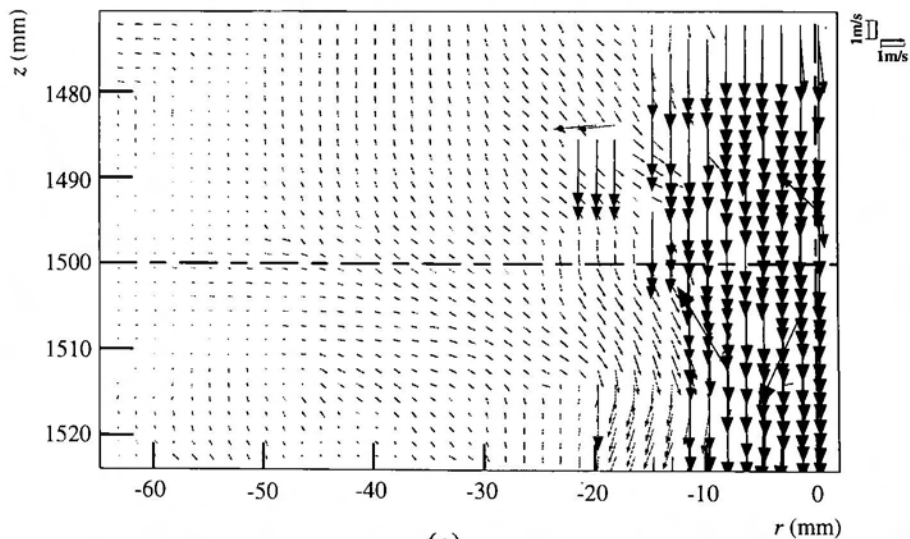
Fig.4.24 Velocity vector map of powder jet and entrained air at $z=1500$ mm of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}$ kg/s. Black vector : powder jet, Gray vector : entrained air



(a)



(b)



(c)

Fig.4.25 Velocity vector map of powder jet and entrained air at $z=1500\text{mm}$ of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$. Black vector : powder jet, Gray vector : entrained air

第5章 粉体ジェットの粒子濃度特性

固気二相流中の粒子の挙動や気流に対する粒子の影響を知るために粒子濃度を評価する研究が行われている。しかし、重力下で落下する粒子群の運動は、粒子濃度の増加によって、単一球粒子とは異なる流動を形成することが知られているにもかかわらず、その特性を評価した研究はほとんど見当たらない。そこで、本章では自由落下中の粉体ジェットの粒子濃度特性を明らかにする。

5.1 実験

5.1.1 実験装置と測定方法

実験は第4章で説明した装置と同一のシステムを使用した。ただし、本実験ではトレーサ粒子の供給は行わず、粉体ジェットの速度と粒子径のみをP.D.A.により測定した。

Fig.5.1にP.D.A.の送光用プローブのレンズ焦点距離で決定される楕円形の測定体積を示す。図中の太い矢印で示すように、粉体ジェットは鉛直下向き方向の流れが支配的である。光学パラメータはガウス直径 d_f に依存する。本実験ではプローブの焦点距離は400mmであり、測定領域中の寸法は $d_f=116\mu\text{m}$, $d_x=116\mu\text{m}$, $d_y=2.44\text{mm}$, $2\kappa=5.44^\circ$, 測定体積のフリンジ数 N_f は22である。この測定領域を、数密度を測定する際に、P.D.A.でも使用した。ただし、P.D.A.では d_y 方向の変動をレシーバからのスリット幅 z_p で制限した。本実験で用いた受光用レシーバの焦点距離は600mmであり、このときの z_p は $200\mu\text{m}$ である。

数密度は測定時のデータレート、P.D.A.の測定断面積と粒子の平均速度によって求められる。このため、測定領域内の粉体ジェットの数密度 $n(d_i)$ は次式で与えられる⁸⁷⁾。

$$n(d_i) = \frac{R(d_i)}{A(d_i)U(d_i)} \quad (5.1)$$

ここで、 $n(d_i)$ は数密度、 $R(d_i)$ はデータレート、 $A(d_i)$ はP.D.A.の測定面積、 $U(d_i)$ は粒子の平均速度である。

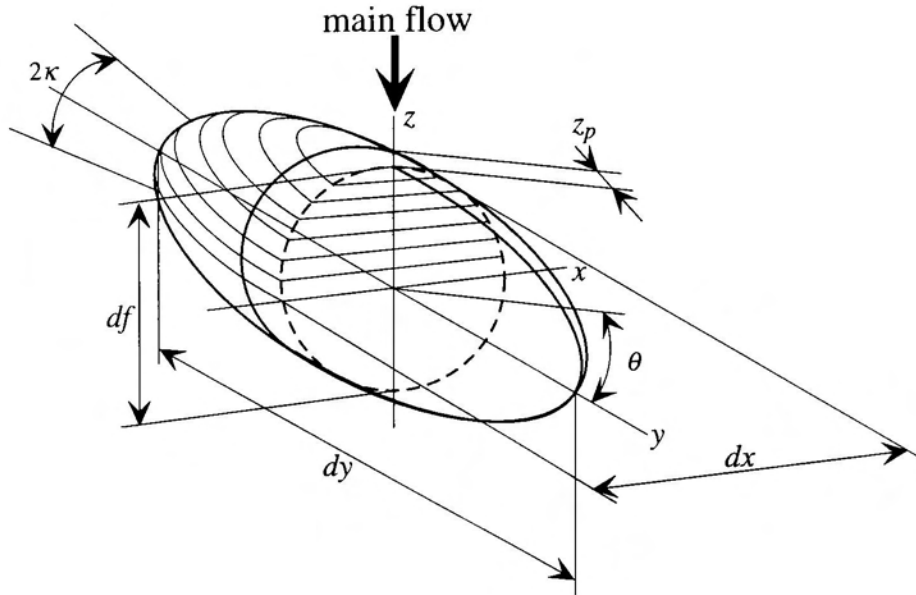


Fig.5.1 Geometry of L.D.V. measuring volume and slit width z_p of P.D.A. .

5.1.2 数密度の妥当性

P.D.A.では測定領域を通過する粒子の速度と粒子径が分かれば数密度を測定できる。しかし、本実験で使用した粒子は比較的粒子径が大きいものであるため、測定された数密度が妥当なものであるかを判定する必要がある。各断面での数密度分布が分かれば粉体ジェットの数密度を計算により求めることができるので、本節では本実験で得られた数密度の妥当性を評価する。

P.D.A.で測定した数密度から質量流量を算出する。各断面での粉体ジェットの質量流量は式(5.2)により求めた。

$$\dot{m} = \rho_p \left(\frac{\pi}{6} \right) d_p^3 2\pi \int_0^{r_{ep}} v_z(r) n(r) r dr \quad (5.2)$$

ここで、 $v_z(r)$ は z , r での粉体ジェットの軸方向速度、 $n(r)$ は数密度、 d_p は平均粒子直径、 r_{ep} は粉体ジェットの外端半径である。

Fig.5.2に質量流量とオリフィス直径の関係を示す。ここで、図中の式(5.2)で求め

た実験値とロードセルの実験値およびBeverlooらによる相関式の値を比較した結果、3者の質量流量のオーダーはほぼ一致する傾向を示した。この結果から、本実験で得られた粉体ジェットの数密度の値は、実際の粉体ジェットの質量流量に非常に近い値である。故に、本実験で求められた数密度はかなり正確な値と考えられる。

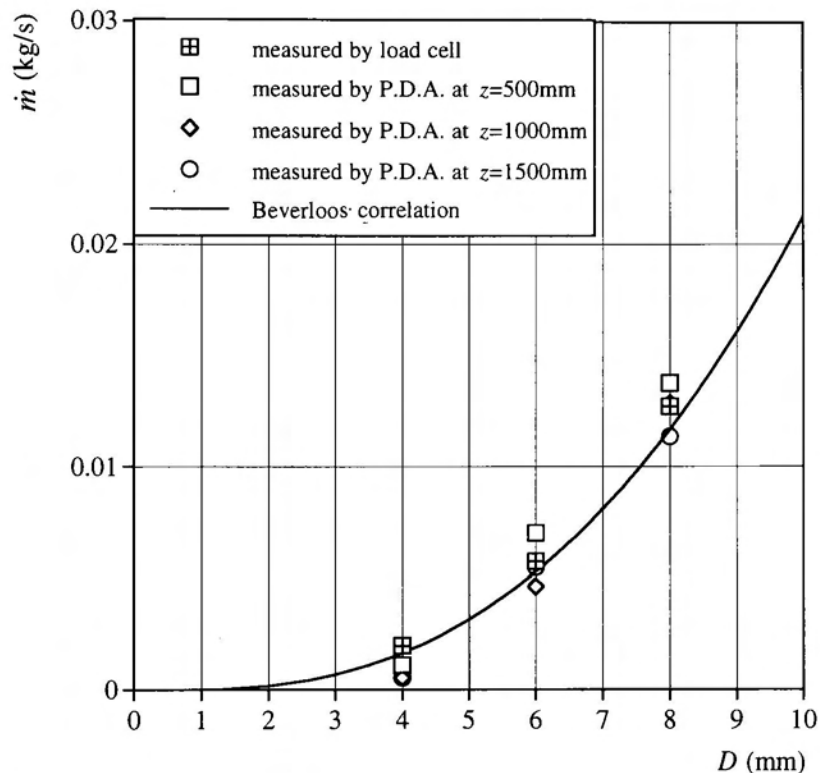


Fig.5.2 Relationship between mass flow rate of powder jet and orifice diameter.

5.2 実験条件

本実験では粉体ジェットの粒子濃度の半径方向分布と中心軸上粒子濃度を調査する。そこで、 \dot{m} は、前章までと同様に、 $1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ 、 $5.75 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ 、 $12.71 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ と変化させ、それぞれの z が50mm、150mm、500mm、1000mm、1500mmでの数密度を測定した。また、粉体ジェットの外端半径 r_{ep} はP.D.A.による粒子速度の測定限界となる r の位置とした。さらに、使用粒子はガラスビーズで、前章までと同一のものを使用した。個数平均粒子直径 d_p は $454 \mu\text{m}$ である。

5.3 結果と考察

5.3.1 粉体ジェットの数密度

Figs.5.3～5.7にP.D.A.による粉体ジェットの数密度の半径方向分布の測定値を示す。粉体ジェットの各位置での数密度が分かれば、粒子濃度や空隙率が明らかとなる。各図は、落下距離 z を一定として、質量流量 \dot{m} を $1.97 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ 、 $5.75 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ 、 $12.71 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ と変化させたものである。ここで、 z は50mm、150mm、500mm、1000mm、1500mmの場合である。図より、粉体ジェットの数密度は中心軸付近で最大でジェット外端に向かって急速に減少する傾向を示した。数密度は \dot{m} が大きいものほど中心軸付近に粒子が集中していることが分かる。さらに、 z が増加すると \dot{m} が小さいものほど、粒子の横方向の拡散作用の影響により、かなり平坦な分布形に近づく様子が見られる。ただし、 \dot{m} が小さく、 z が大きい場合でも、数密度分布は中心軸付近で最大でジェット外端部に向かって減少する傾向は変化していない。

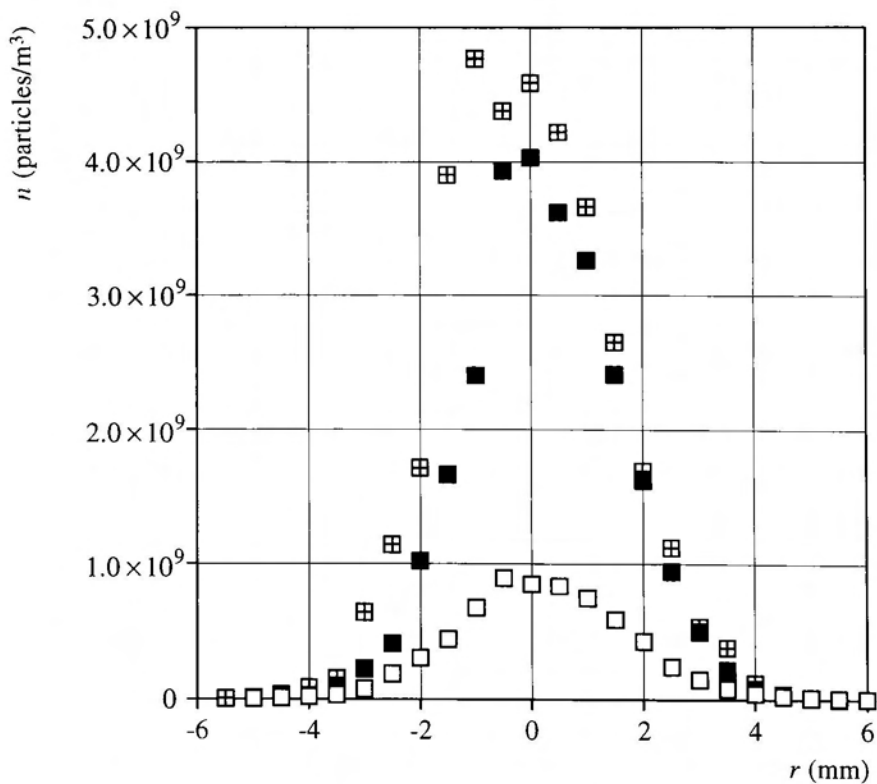


Fig.5.3 Number density profiles of powder jet at $z=50\text{mm}$.

□ : $\dot{m} = 1.97 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$, ■ : $\dot{m} = 5.75 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$, ⊠ : $\dot{m} = 12.71 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$

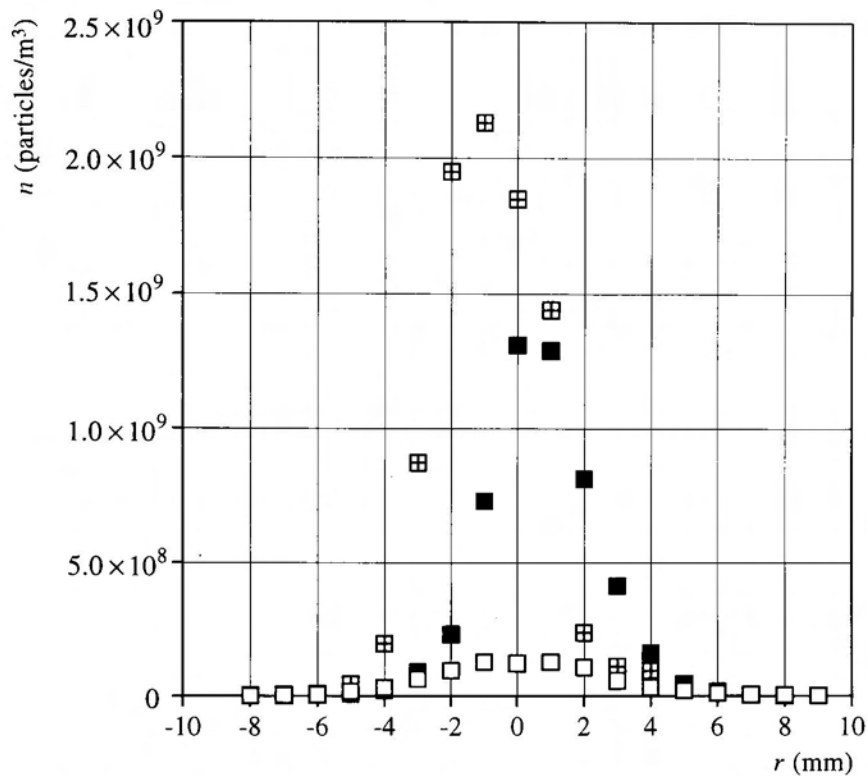


Fig.5.4 Number density profiles of powder jet at $z=150\text{mm}$.

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ⊠ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

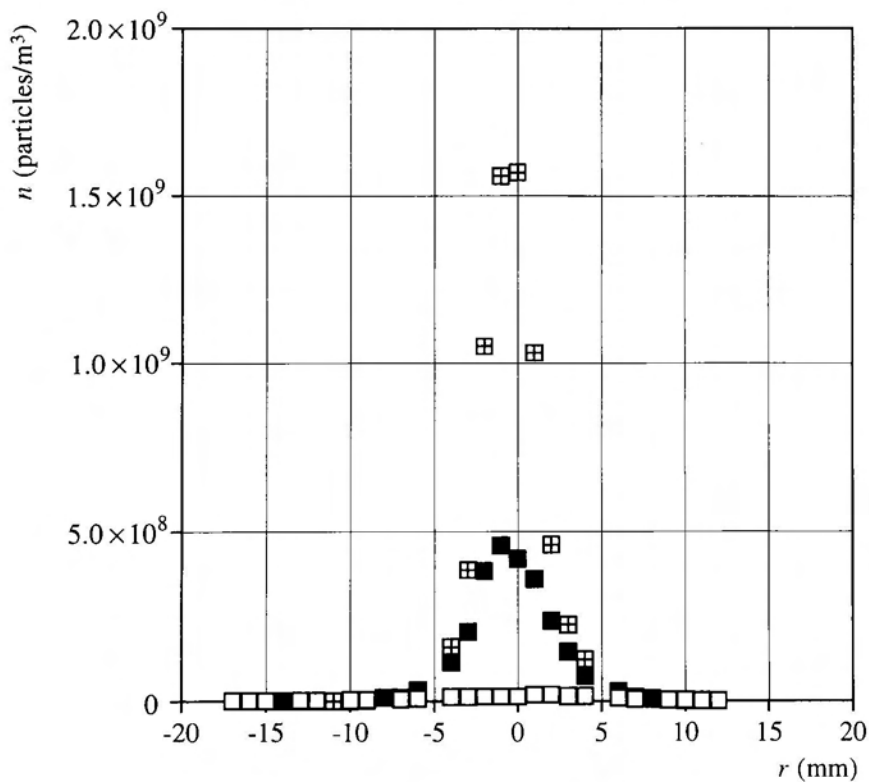


Fig.5.5 Number density profiles of powder jet at $z=500\text{mm}$.

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ⊠ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

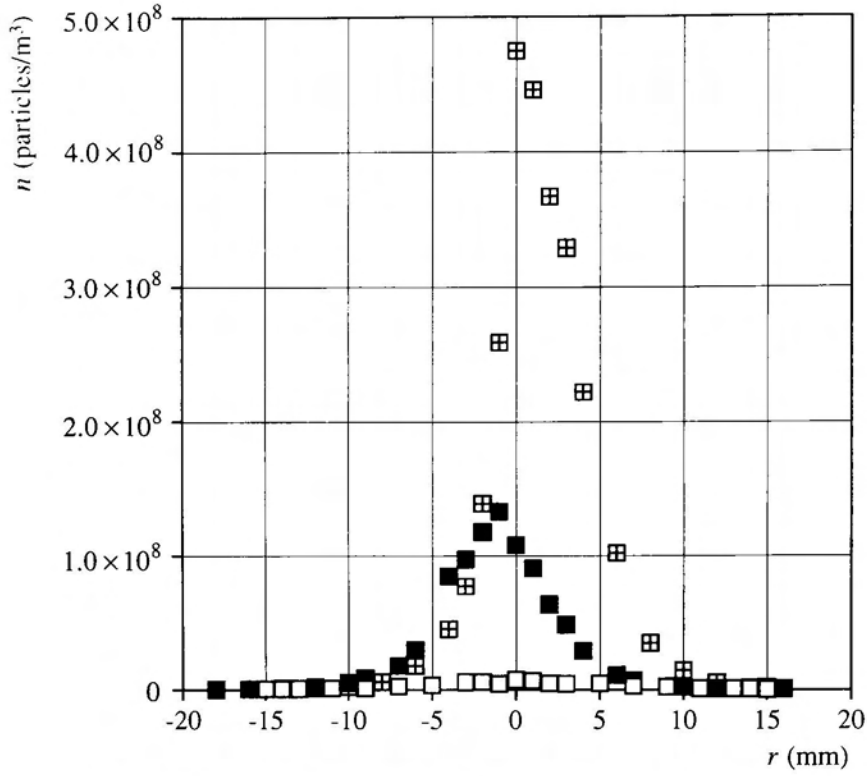


Fig.5.6 Number density profiles of powder jet at $z=1000\text{mm}$.

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ⊠ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

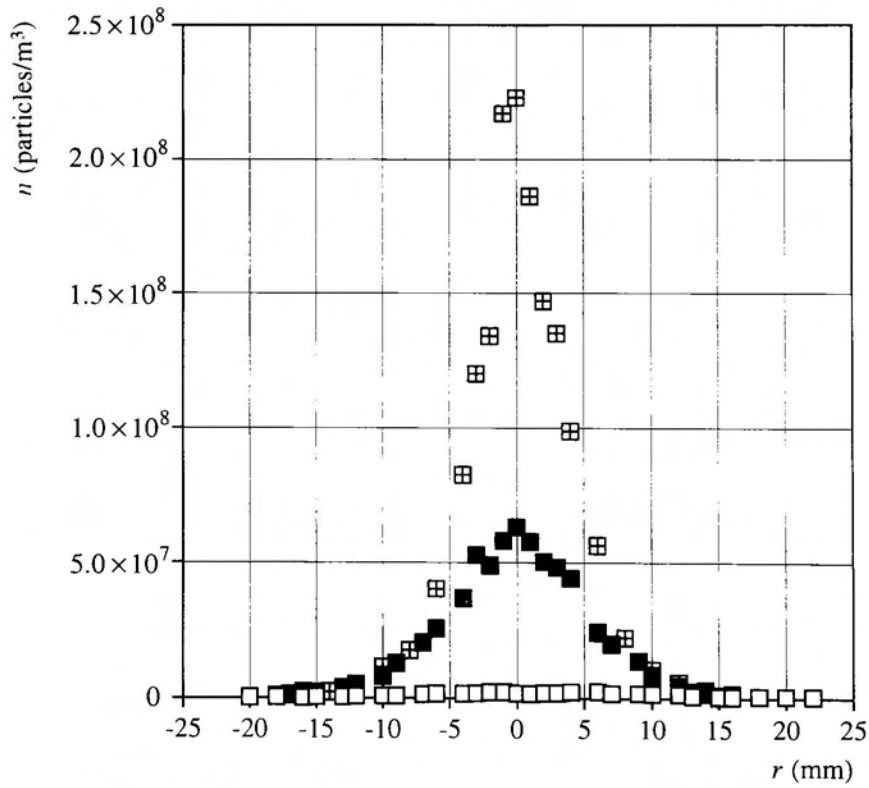


Fig.5.7 Number density profiles of powder jet at $z=1500\text{mm}$.

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ⊠ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

5.3.2 粉体ジェットの粒子濃度

Figs.5.8～5.12に粉体ジェットの粒子濃度 c の半径方向分布を示す。粉体ジェットの粒子濃度 c は次式により求めた。

$$c = \frac{\pi}{6} d_p^3 n(r) \quad (5.3)$$

ここで、 $n(r)$ は本実験で得られた粉体ジェットの数密度、 d_p は粒子直径で、本実験で使用したガラスビーズの個数平均粒子直径 $454\mu\text{m}$ を用いた。粒子濃度の半径方向分布は数密度分布と同様の傾向を示す。また、 z が 50mm での最大粒子濃度はジェットの中心軸付近で約23%程度となった。さらに、粒子濃度は落下距離の増加とともに減少する傾向を示しており、各断面の絶対値にはかなりの差違が見られる。粉体ジェットは落下中に粒子間衝突、粒子に作用する横方向力や粉体ジェット内部に巻き込まれた空気の影響によって拡がるため、 c は z の増加とともに中心付近の粒子濃度が減少する傾向を示した。また、落下距離が増加すると、粉体ジェット中の粒子は単一球粒子の落下状態に近くなると考えられる。

Fig.5.13に粉体ジェットの無次元粒子濃度分布を示す。ここで、粒子濃度 c の無次元化は各断面での粒子濃度をその断面の最大値で割った値 c/c_{max} を、半径方向距離 r の無次元化には各断面での c/c_{max} が0.5となる半値半径 b を用いた。図より、粉体ジェットの無次元粒子濃度分布は m や z によらず、一定の分布形を示すことが明らかとなった。

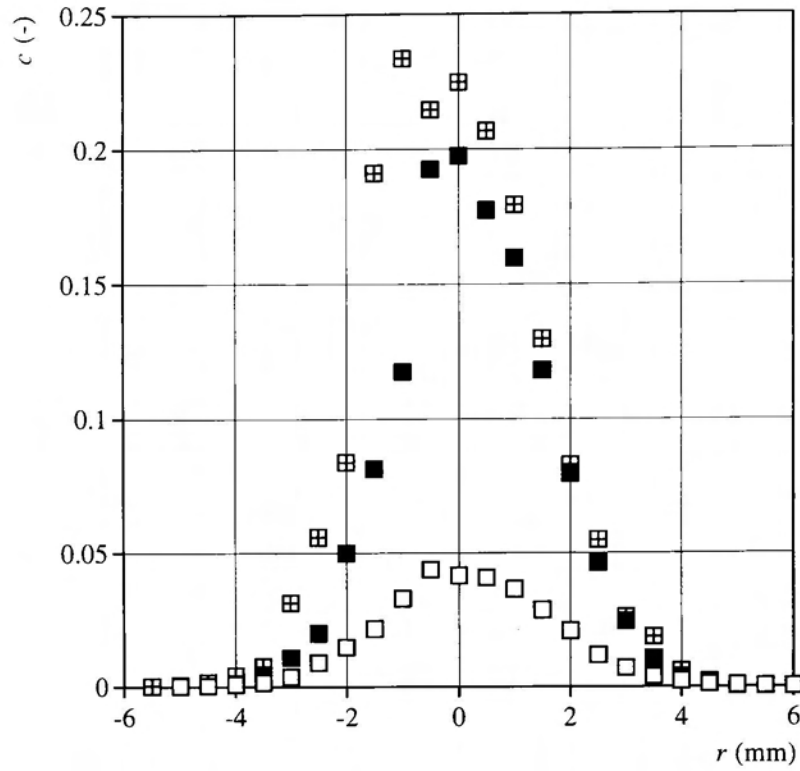


Fig.5.8 Particle concentration profiles of powder jet at $z=50\text{mm}$.

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ⊠ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

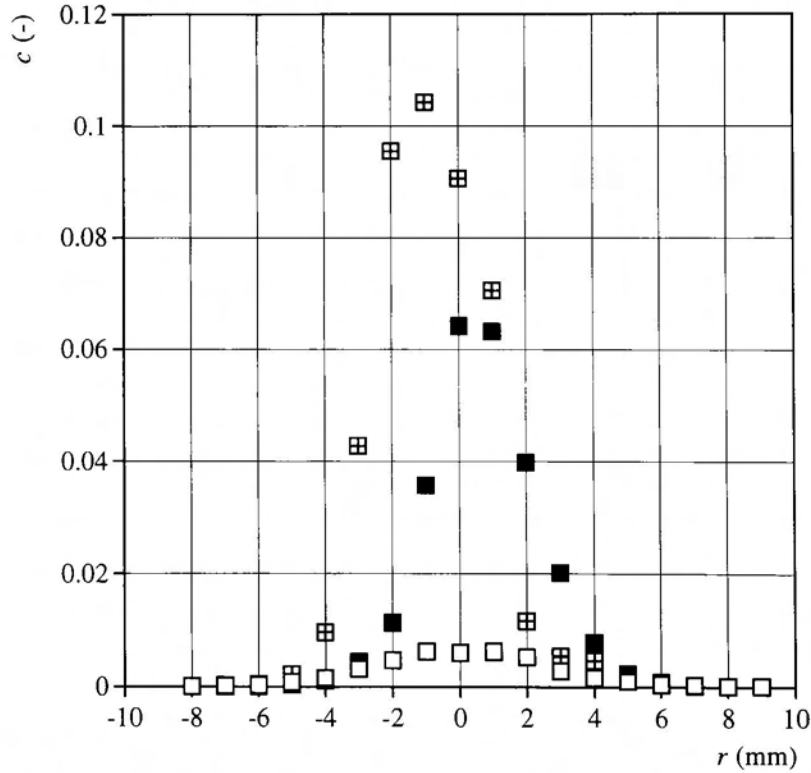


Fig.5.9 Particle concentration profiles of powder jet at $z=150\text{mm}$.

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ⊠ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

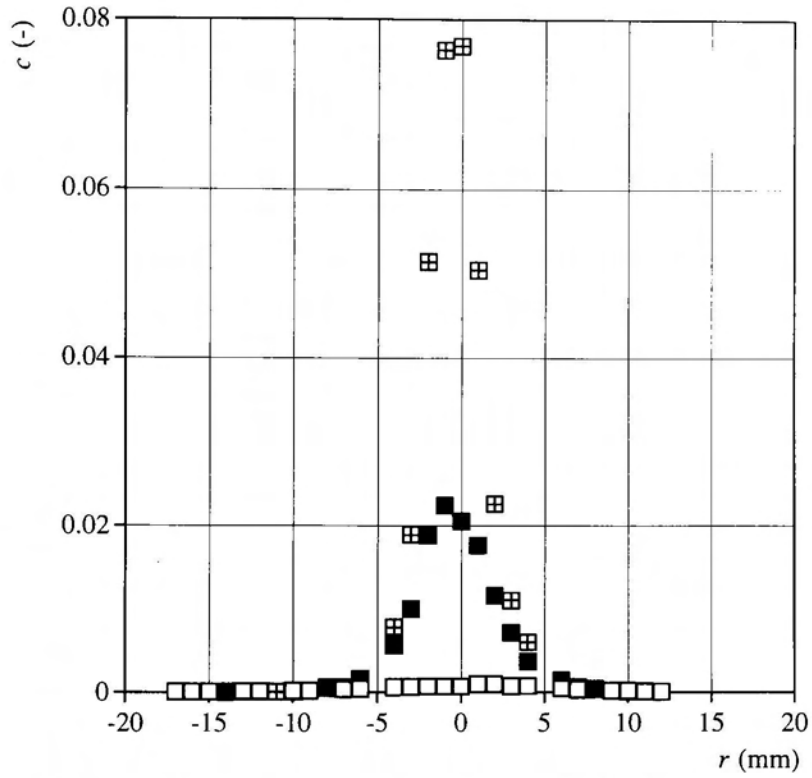


Fig.5.10 Particle concentration profiles of powder jet at $z=500\text{mm}$.

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ⊠ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

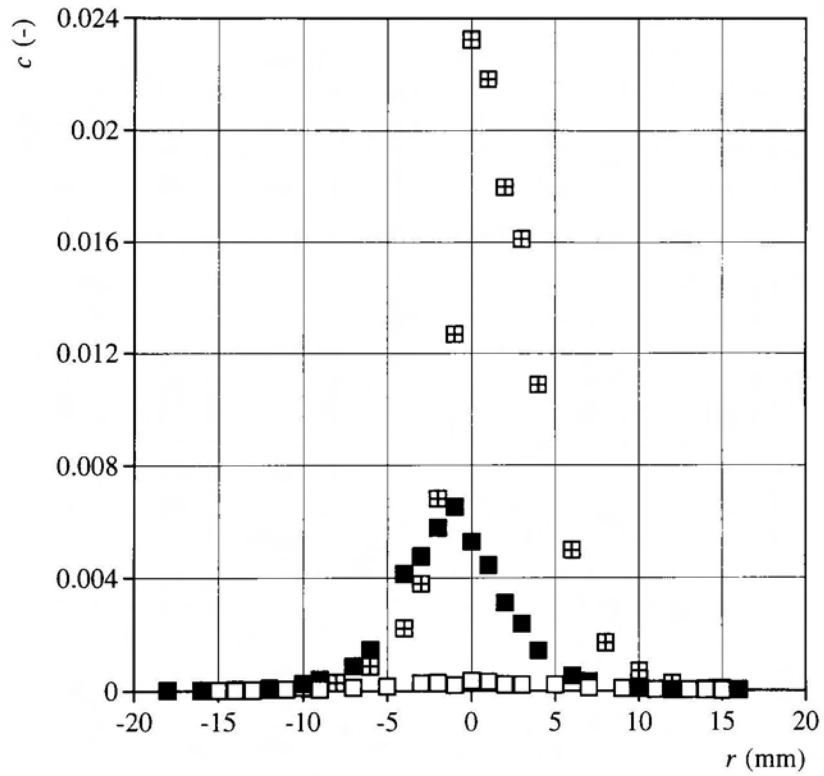


Fig.5.11 Particle concentration profiles of powder jet at $z=1000\text{mm}$.

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ⊠ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

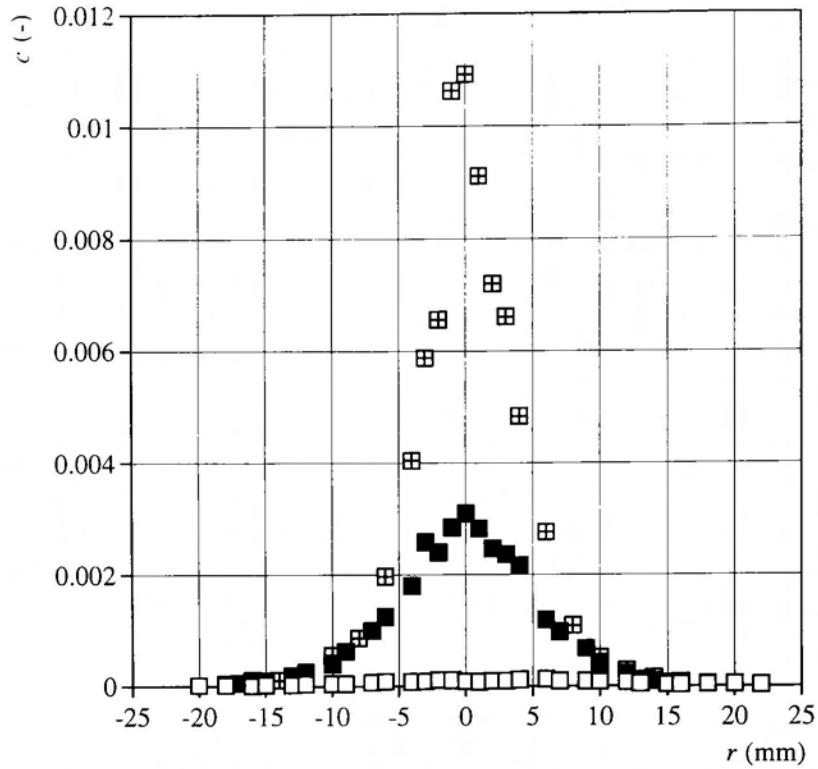


Fig.5.12 Particle concentration profiles of powder jet at $z=1500\text{mm}$.

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ⊠ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

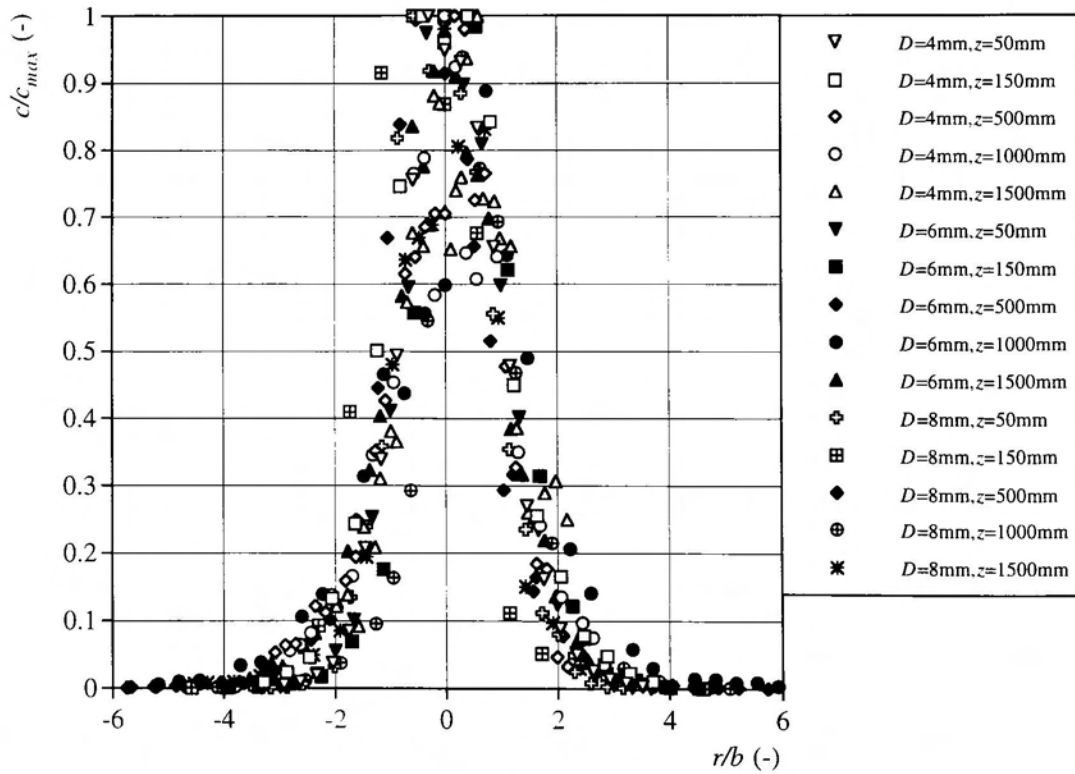


Fig.5.13 Non-dimensional particle concentration profiles of powder jet at any section.

$\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}(D=4\text{mm})$, $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}(D=6\text{mm})$, $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}(D=8\text{mm})$

Figs.5.14～5.15に粒子濃度の半径方向分布の実験値と計算値の比較を示す。ここで、**Fig.5.14**と**Fig.5.15**は、それぞれ、 \dot{m} が $1.97 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ と $5.75 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ の場合である。両図から、計算値は実験値と同様に中心軸で最大でジェット外端に向かって急速に粒子濃度を減少させる傾向を示している。また、計算値は実験値を良く表現している。ただし、 \dot{m} が $1.97 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ の場合は両者の絶対値に差が見られた。5.1.2節で述べたように、数密度の測定値から算出した各断面の質量流量はロードセルによる実験とほぼ同オーダーである。しかしながら、 \dot{m} が $1.97 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ の場合では質量流量が多少低く見積もられている。これは、P.D.A.による数密度の測定値が小さいことが原因であるといえる。この結果、 \dot{m} が $1.97 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ の場合の実験値と計算値に差違が見られる。

5.3.3 中心軸上粒子濃度と落下距離の関係

5.3.2節で述べたように、粉体ジェットは粒子間衝突などの影響によって横方向に拡散し、落下距離の増加とともに粒子濃度の値が減少すると考えられる。本節では中心軸上粒子濃度と落下距離の関係について述べる。

Fig.5.16に粉体ジェットの中心軸上粒子濃度 c_{max} と落下距離 z の関係を示す。図より、全ての \dot{m} において、 c_{max} は z の増加とともに減少する傾向を示した。また、 z が大きい場合の c_{max} は \dot{m} によらずほぼ同様の傾きで減少することが分かった。

Fig.5.17に c_{max} と z の実験値と計算値の比較を示す。ここで、 z は500mm, 1000mm, 1500mmである。計算値の c_{max} も実験値と同様に z の増加とともにほぼ同じ傾きで減少する。 c_{max} の減少は粉体ジェットの横方向への拡散によって発生する。また、計算において粒子の拡散に作用する主要因子は粒子間衝突であり、この影響が支配的である。さらに、計算値は実験値とほぼ一致していることがいえる。粉体ジェットの拡散に対する衝突の影響は次章で詳しく述べる。

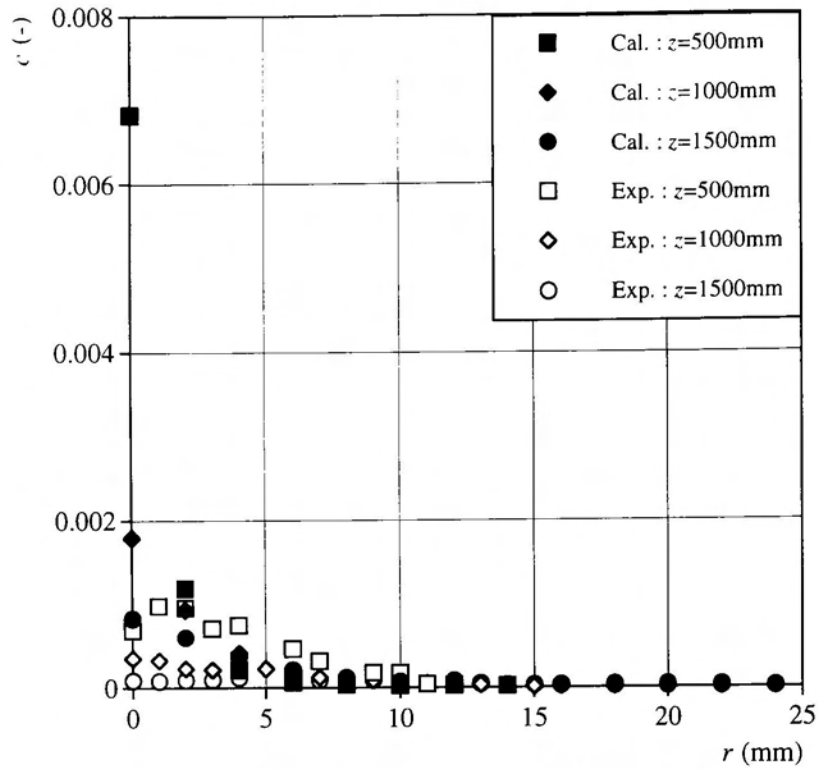


Fig.5.14 Particle concentration profiles of powder jet of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, comparison between experiment and calculation.

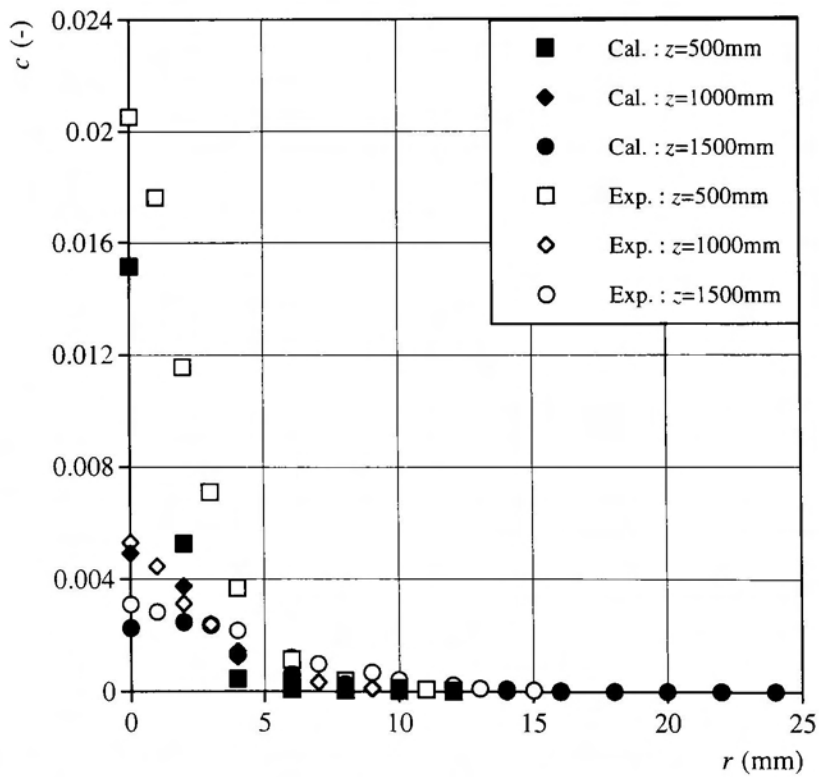


Fig.5.15 Particle concentration profiles of powder jet of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, comparison between experiment and calculation.

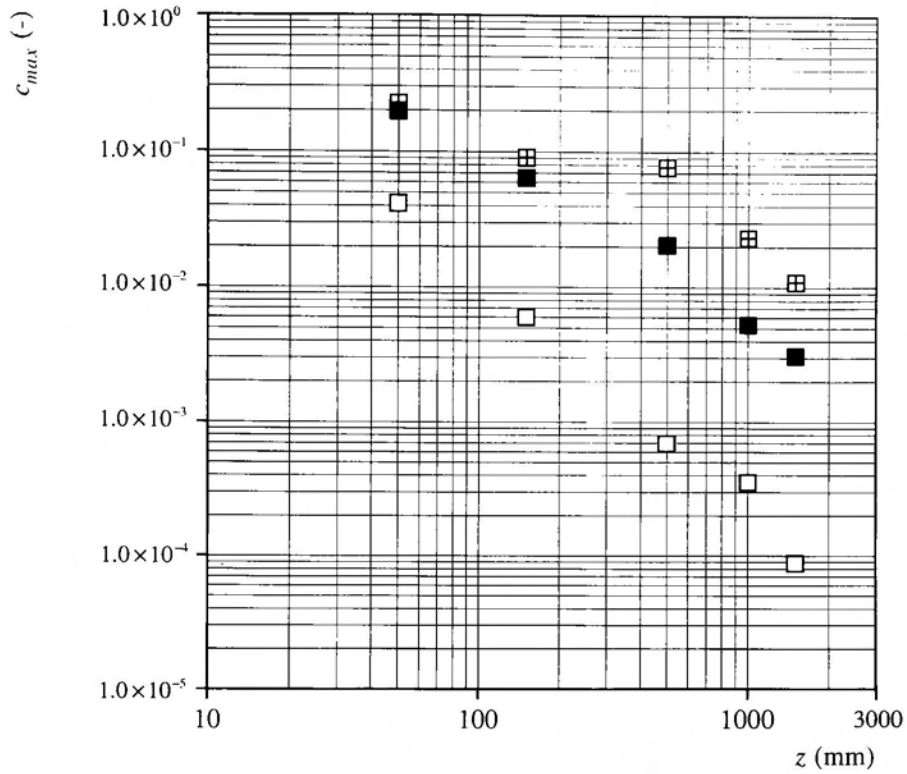


Fig.5.16 Relationship between c_{max} and z of experiment.

\square : $\dot{m} = 1.97 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$, \blacksquare : $\dot{m} = 5.75 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$, \boxtimes : $\dot{m} = 12.71 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$

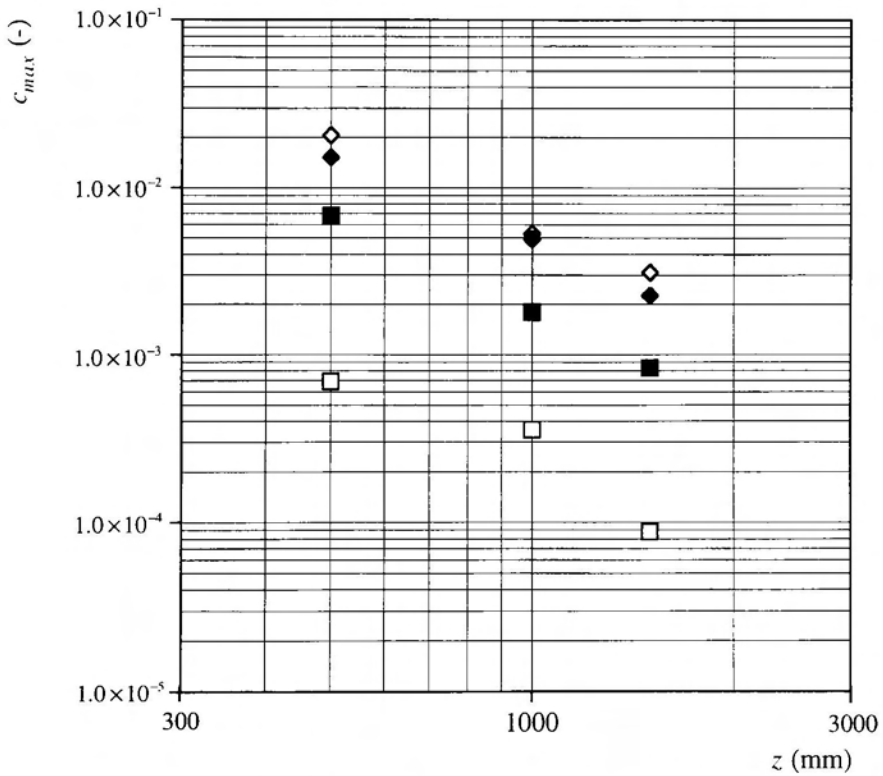


Fig.5.17 Relationship between c_{max} and z .

open symbol : experiment, closed symbol : calculation

\square, \blacksquare : $\dot{m} = 1.97 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$, \diamond, \blacklozenge : $\dot{m} = 5.75 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$

第6章 粉体ジェットと気流の拡散特性

本章では粉体ジェットと気流の拡散特性に着目して、その影響因子の特定や両者の空間構造を把握することを目的とする。

6.1 粉体ジェットと気流の広がり

6.1.1 半値半径と外端半径

第3章と4章で得られた粒子と気流の速度の結果から、粉体ジェットと気流の速度の半値半径 b と外端半径 r_e を定義する。

粉体ジェットの外端半径 r_{ep} は粉体ジェットの軸方向速度 v_z の測定限界となる半径であり、粒子のサンプル数は200以上とした。

また、気流の外端半径 r_{ea} は気流の軸方向速度 u_z の速度が z の断面での最大速度の5%程度となる半径とした。

粉体ジェットと気流の半値半径は、それぞれ、次のように定義した。気流の半値半径 b は単相ジェットなどと同様に気流の無次元軸方向速度 u_z/u_{zmax} が0.5となる半径とした。一方、粉体ジェットの半値半径 b は、3章の結果からもわかるように、 v_z の半径方向への速度減少が小さいため、粉体ジェットの無次元軸方向速度 v_z/v_{zmax} が0.5となる半径として定義できない。そこで、 v_z から静止流体中を落下する単一粒子の落下開始から z までの速度 v_s を引いて、 $(v_z - v_s)/(v_{zmax} - v_s)$ が0.5となる半径を b として定義した。なお、 u_{zmax}, v_{zmax} は u_z と v_z の $r=0$ での値である。

6.1.2 実験条件

実験条件は第3章、4章と同一である。ただし、 $z < 500\text{mm}$ では粉体ジェットの半値半径が定義できなかったため、 z は500mm, 1000mm, 1500mmとした。また、 \dot{m} は、前章までと同様に、 $1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, $5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, $12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$ と変化させた。

6.2 数値計算

6.2.1 計算条件

一般に、粉体ジェットの拡散には粒子間衝突や粒子に作用する横方向力などが影響すると考えられている。しかし、実験でこれらの影響がどの程度働くかを判断することは困難である。そこで、粉体ジェットの横方向への拡散に影響する支配因子を検証するために数値計算を用いる。

数値計算は前章までと同様の方法で行うものとする。ここで、オリフィスから排出される粉体の質量流量 \dot{m} は $1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ と $5.75 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ として計算を行った。

本計算では、粉体ジェットの拡散には粒子間衝突と粒子に働く横方向力、すなわち、粒子の回転による横方向力（Magnus力）と流れのせん断による横方向力（Saffman力）が作用することとなる。そこで、衝突や横方向力が粒子に作用する場合と作用しない場合に区別して、種々の計算条件で計算を行うものとした。このことから、粉体ジェットの拡散に作用する影響因子が特定できる。Table 6.1に本計算での計算条件を示す。ここで、計算に考慮する場合を○印で、考慮しない場合を×印で示す。

Table 6.1 Calculation condition of the force acted particle.

p-p collision	Saffman force	Magnus force
○	○	○
○	×	×
×	○	○

6.3 結果と考察

6.3.1 半値半径と外端半径の落下距離との関係

6.3.1.1 粉体ジェットの広がり

Figs.6.1～6.2に粉体ジェットの拡散特性を知るため、前述のそれぞれの半値半径 b_p と外端半径 r_{ep} の z との関係を示す。ここで、粉体ジェットの b_p と r_{ep} は6.1.1節で定義したものを使用した。また、 z は1mm, 50mm, 150mm, 500mm, 1000mm, 1500mmである。ただし、 b_p は z が500mm以下で定義できなかつたため、 z は500mm, 1000mm, 1500mmである。両図中の実線は次の関係を示す。

$$r_{ep} = k_1\sqrt{z} \quad , \quad b_p = k_2\sqrt{z} \quad (6.1)$$

ここで、 k_1 , k_2 は定数である。この結果から、粉体ジェットの b_p と r_{ep} は z が大きいとき、気中高速水噴流と同様に \sqrt{z} に比例する傾向を示している。

なお、粉体ジェットの広がり角を r_{ep} の値から推定すると約1°以下である。一般に単相ジェットの広がり角は12～15°であるので、この場合の粉体ジェットの広がり角は極めて小さいといえる。また、固気混相ジェットのように本実験では \dot{m} の増加に伴って僅かではあるが粉体ジェットの広がり角は減少する傾向を示した。球形粒子の後流は $Re > 130$ で不安定になるといわれている⁸⁸⁾が、本研究の Re はこれ以下であり、粒子後流は安定である。このため、粉体ジェットの広がり角は小さいものと考えられる。

Fig.6.3に計算による b_p と r_{ep} の z による変化を示す。ここで、 \dot{m} は $1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ と $5.75 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ である。計算値も実験値と同様に \sqrt{z} に比例する傾向を示している。また、 b_p や r_{ep} は実験と同様に、 \dot{m} の増加とともに僅かではあるが減少する傾向を示している。粉体ジェットの半径方向への拡散には粒子間衝突などの影響が大きい。 \dot{m} が大きい場合には粒子間衝突が増加するが、周囲に多数の粒子が存在するため、ジェット内部に粒子が拘束された状態となるため、粉体ジェットは \dot{m} が小さい場合より広がらないことが考えられる。

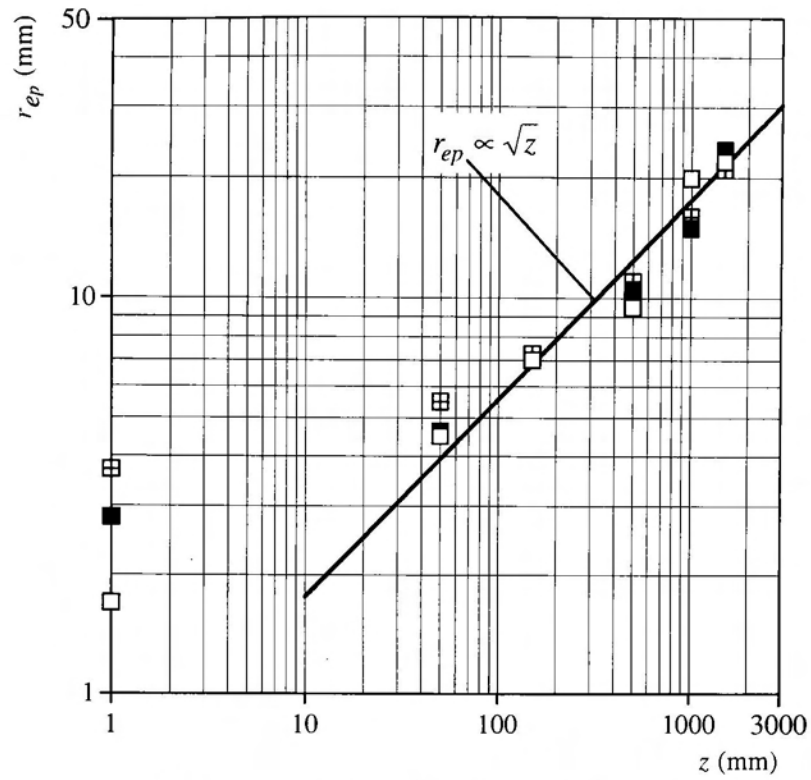


Fig.6.1 Spreading of powder jet (outer edge).

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, □ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

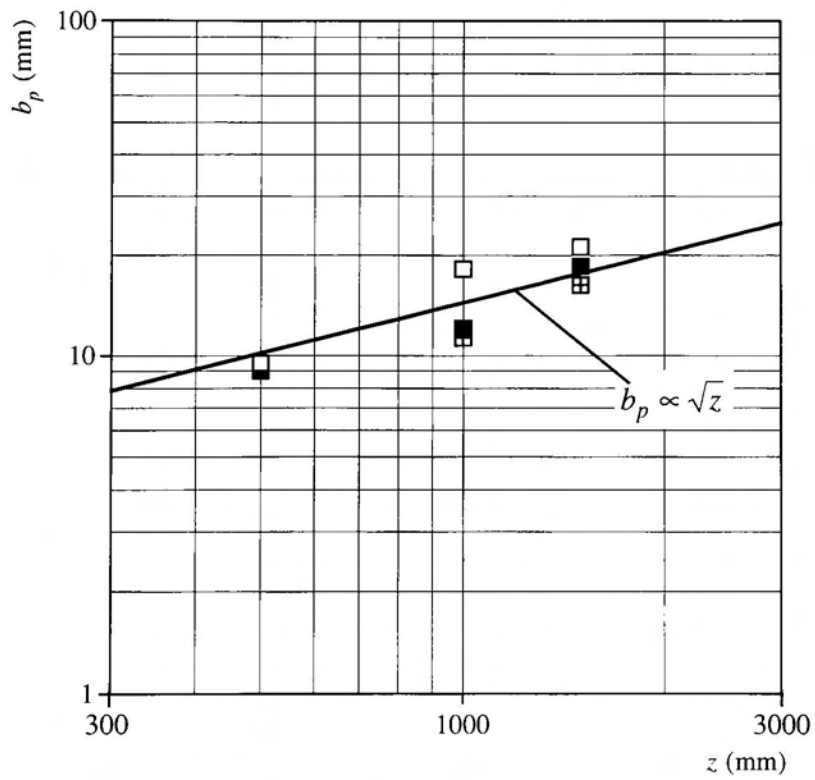


Fig.6.2 Spreading of powder jet (half radius).

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, □ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

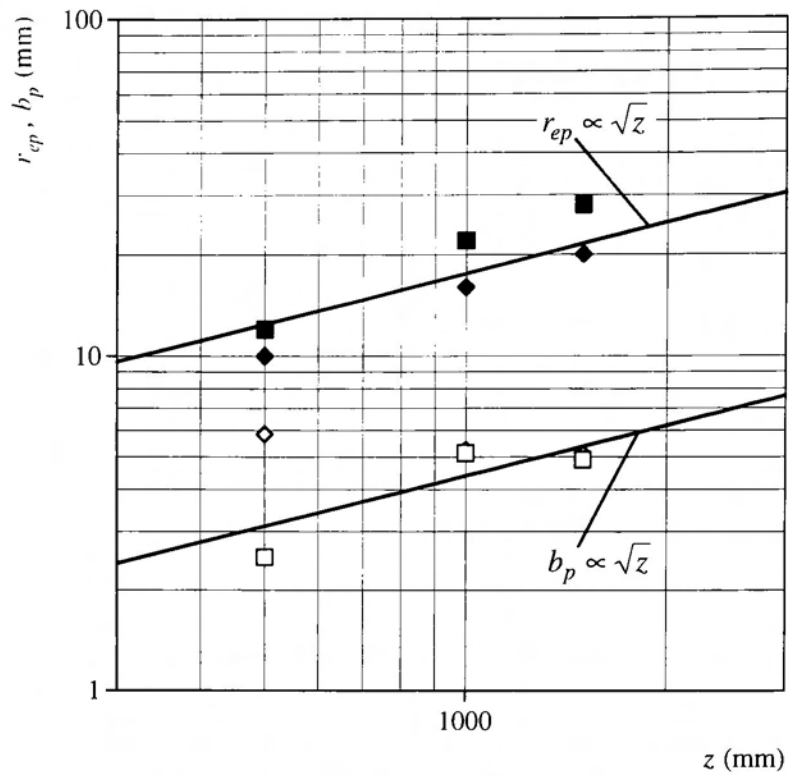


Fig.6.3 Spreading of powder jet of calculation.

$\square, \blacksquare : \dot{m} = 1.97 \times 10^{-3} \text{ kg/s}, \diamond, \blacklozenge : \dot{m} = 5.75 \times 10^{-3} \text{ kg/s}.$
 open symbol : half radius, closed symbol : outer edge.

6.3.1.2 気流の広がり

Figs.6.4～6.5に、気流の半値半径 b_a と外端半径 r_{ea} の z との関係を示す。ここで、 b_a と r_{ea} は6.1.1節で定義したものを使用した。また、 z は500mm, 1000mm, 1500mmである。

両図より、気流の b_a と r_{ea} は $z>500$ mmで、粉体ジェットと同様に、 \sqrt{z} に比例して増加する傾向を示す。円形ノズルから排出される単相ジェットの半値半径は軸方向距離に比例して増加するが、本研究での気流の半値半径はこれとは異なる傾向を示した。固気混相ジェットでは、粒子の存在により、広がり幅が影響を受けることが知られている。本研究の場合も、気流の流動は粒子の運動に支配されているため、粒子流に拘束された流れ場を形成し、粒子の広がりと同様の傾向を示したと考えられる。なお、気流の広がり角を r_{ea} の値から推定すると約 3.5° 程度である。粉体ジェットと同様に単相ジェットと比較すると、気流の広がりはいささか小さい値であることが分かる。

また、気流の半値半径は \dot{m} の増加とともに減少する傾向を示した。粉体ジェットと気流の流れは、質量流量や落下距離の増加とともにその速度を増加させるため、 \dot{m} の増加とともに半値半径が減少したといえる。

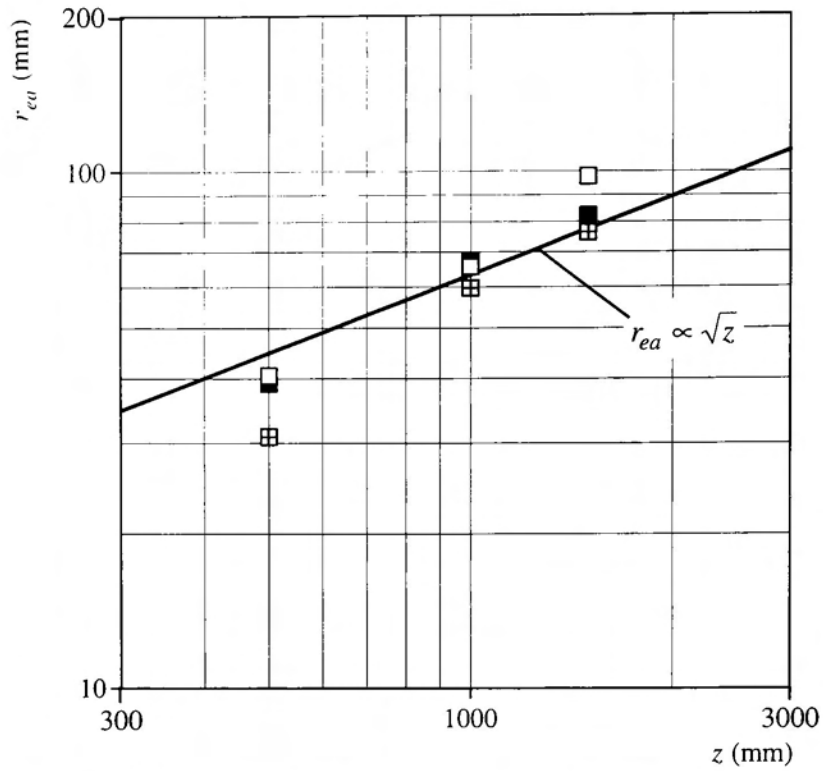


Fig.6.4 Spreading of entrained air (outer edge).

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ⊠ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

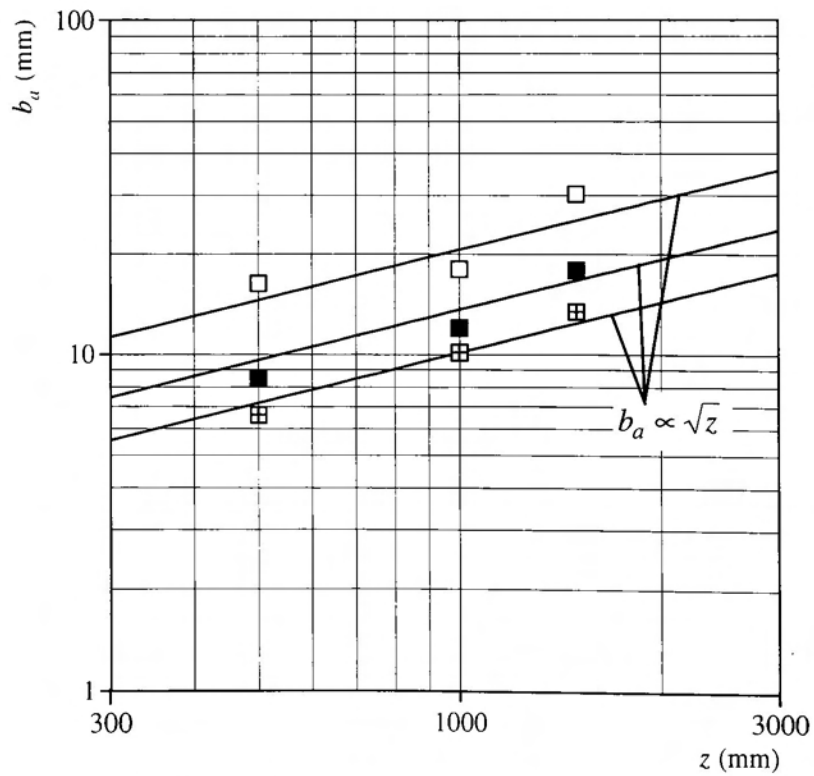


Fig.6.5 Spreading of entrained air (half radius).

□ : $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ■ : $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$, ⊠ : $\dot{m}=12.71 \times 10^{-3}\text{kg/s}$

6.3.2 粉体ジェットの分散状態

Figs.6.6～6.7に、計算開始から4秒後の、数値計算による粉体ジェットの x - z 断面での分散状態を示す。ここで、**Fig.6.6**、**Fig.6.7**は、それぞれ、 \dot{m} が $1.97 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ と $5.75 \times 10^{-3} \text{kg/s}$ の場合である。また、図中の黒塗りの四角の記号は実験値の広がりを示している。両図とも、粉体ジェットは落下距離の増加とともに横方向に拡散することが分かる。また、6.3.1.1節と同様に \dot{m} の増加とともに僅かではあるが粉体ジェットの広がりは減少するような傾向も示している。本計算による粉体ジェットの半径方向への広がりは実験結果をほぼ再現していると考えられる。

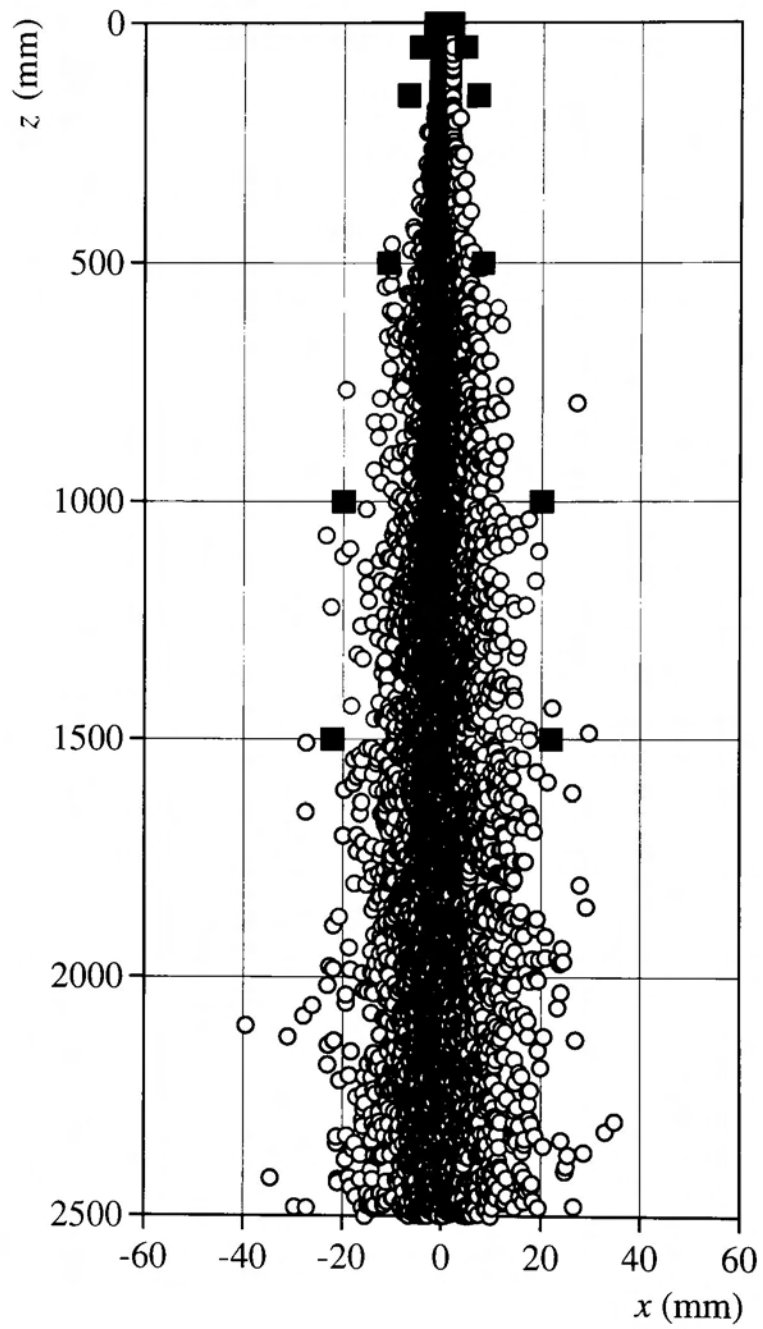
6.3.3 粉体ジェットの拡散に作用する力の影響

前節の結果から、本計算により粉体ジェットの広がりは実験とほぼ同様の分散状態を示すことが明らかとなった。そこで、粉体ジェットの拡散に作用する力の影響を調査する。このことから、粉体ジェットが横方向へ広がる主要因子を特定することが可能となる。

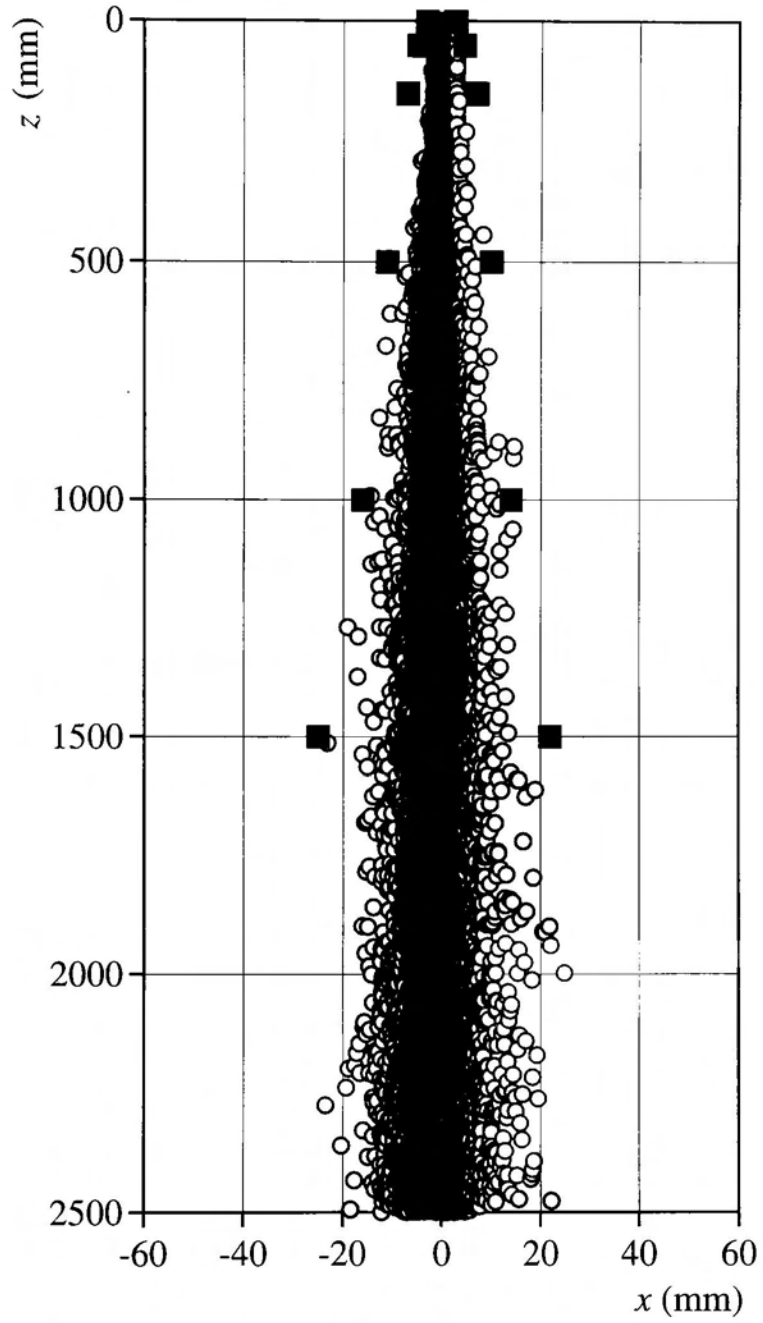
Fig.6.8に、粒子間衝突のみを考慮した、粉体ジェットの x - z 断面における拡散状態を示す。ここで、粉体ジェットの分散状態は、前節と同様に、粒子の投入開始から4秒後のものである。図より、粉体ジェットの広がりは実験値と同様の広がりを有している。このため、粉体ジェットの拡散に粒子間衝突が大きな影響を及ぼしていることが分かる。また、本計算では実験と同様の粒度分布を与えている。一般に、粒子の径によって粒子の落下速度は異なることが知られている。このことも、衝突を促進する一因であると考えられる。今後は、広がりに対する、単分散、多分散の場合や、粒子径や粒子密度の影響などを実験とともに調査する必要があるといえる。

Fig.6.9に、粒子間衝突を除いた場合の、粉体ジェットの x - z 断面における拡散状態を示す。ここで、Saffman力とMagnus力は粒子に作用している。図より、粉体ジェットは落下距離が増加しても、ほとんど広がりを増加しないことが明らかとなった。

両者の比較から本計算では粒子間衝突が粒子に横方向への運動を促進し、粉体ジェットの拡散に大きな影響を及ぼすことが分かった。



**Fig.6.6 Powder jet distribution of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.
open symbol : calculation, closed symbol : experiment**



**Fig.6.7 Powder jet distribution of $\dot{m}=5.75 \times 10^{-3}\text{kg/s}$.
open symbol : calculation, closed symbol : experiment**

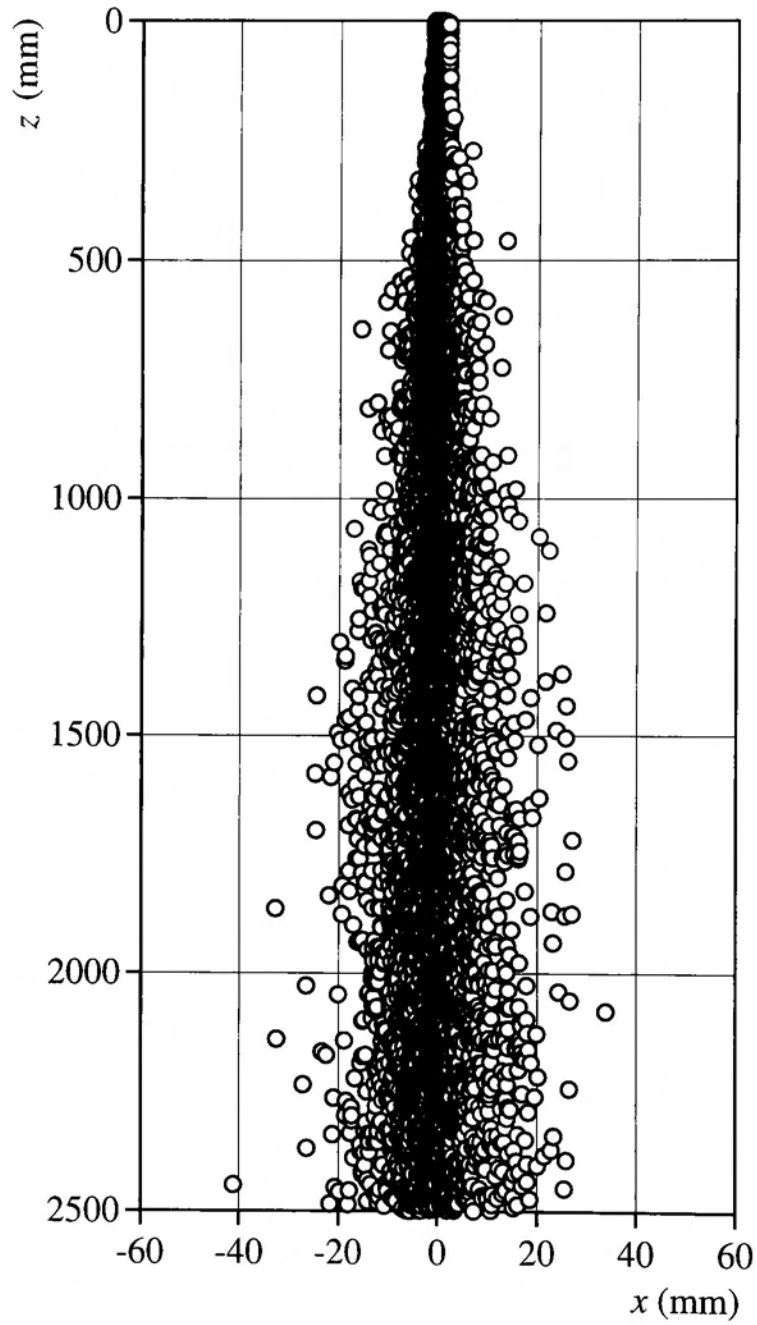


Fig.6.8 Powder jet distribution of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$ with only particle-particle collision.

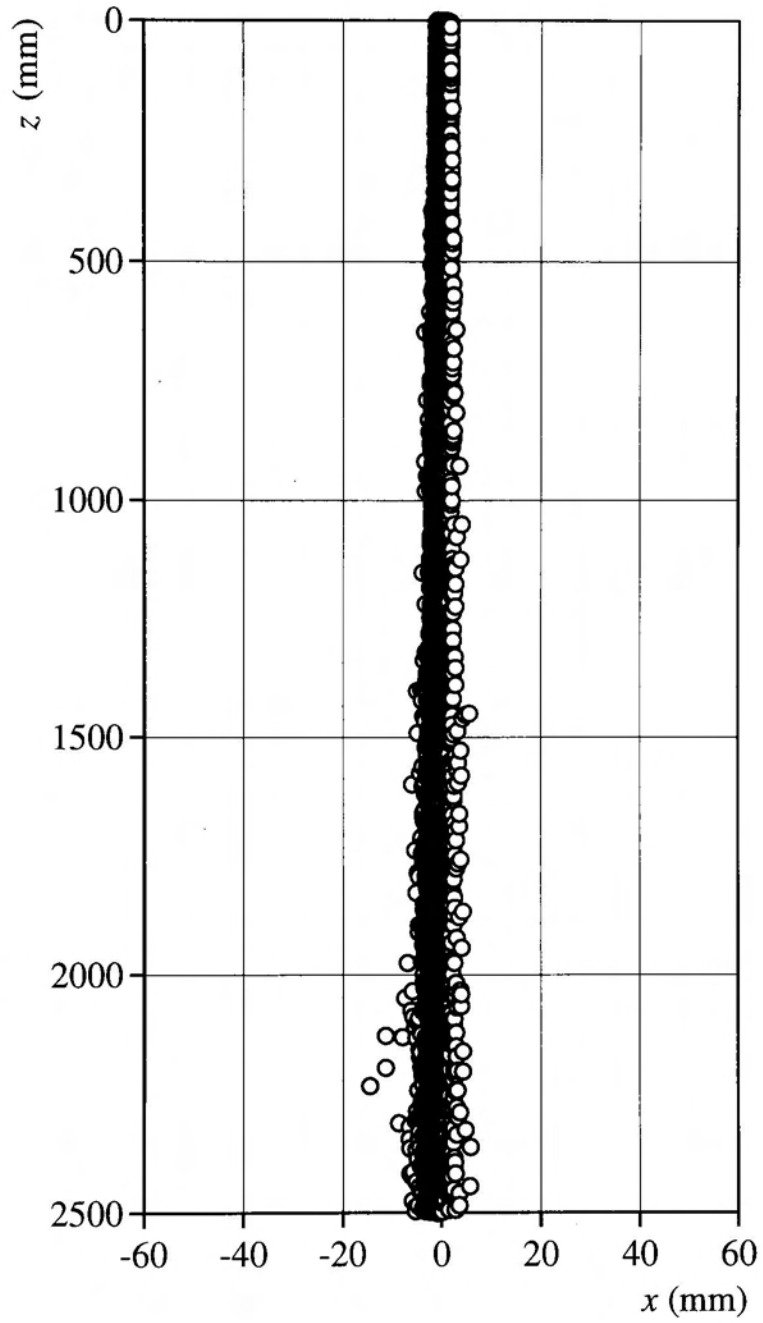


Fig.6.9 Powder jet distribution of $\dot{m}=1.97 \times 10^{-3}\text{kg/s}$ without particle-particle collision.

第7章 結 論

粉体ジェットによる周囲空気の巻き込み現象は自由空間中の境界のない粒子流と流体の相互作用問題である。これは、重力場における混相流の基礎的研究として興味深い現象といえる。本研究はホッパーからの自由落下が比較的容易な自由流動性粉体のガラスビーズについてこれらの現象を取り扱った。

第1章では、粉体ジェットによる巻き込み流量の既存の理論的・実験的研究を紹介し、それぞれの問題点を紹介した。また、粉体ジェットと気流の相対的な落下運動に着目し、この運動に対する基本的な考え方を提案した。これを、単一球粒子の運動方程式と粒子と気流の相対速度を考慮した粉体ジェット中の1個の粒子の運動方程式から、定常状態での粉体ジェットの落下速度が単一球粒子の沈降速度と下降気流の和に近似的に等しいと考えた。

第2章では、粉体ジェットの自由落下運動を個々の粒子を追跡するラグランジュ法で追跡し、これに誘起される気流の流動を円柱座標系の定常非圧縮性乱流気流のレイノルズ方程式で表現する計算方法を述べた。このとき、乱流渦動粘度は $k-\varepsilon$ モデルを使用した。また、この現象の支配因子を考えるために、抗力、横方向力(Magnus力, Saffman力)や粒子間衝突について記述した。

第3章では、周囲空気の巻き込み現象の支配因子である、粉体ジェットの流動特性を調べた。粒子速度の測定にはL.D.V.を用いて、二次元同時測定を行った。以下にまとめると

(1) 粉体ジェットの中心軸上速度や軸方向速度分布は落下距離や質量流量の増加とともに増加することが明らかとなった。これは、第1章の仮定から、粉体ジェットの落下速度はジェット内部に形成された下降気流に相対的に落下するため単一球粒子

の落下速度より大きくなるといえる。

(2) 粉体ジェットのアキ方向速度分布を単相ジェットのアキ速度分布式の仮定と中心軸上速度と半値半径の実験値から予測する式を提案した。

(3) 数値計算から得られた粉体ジェットのアキ中心軸上速度やアキ方向、半径方向速度や変動速度分布は実験値と概ね一致した。

第4章では、粉体ジェットにより誘起される気流の流動特性に着目した。アキ方向平均速度の測定にはP.D.A.を、流れ場の可視化にはP.I.V.を使用した。気流の流動状態を以下にまとめると

(1) 気流のアキ中心軸上速度やアキ方向速度分布は粉体ジェットと同様に落下距離や質量流量の増加とともに増加することが分かった。気流のアキ中心軸上速度は、落下距離が増加するとある一定値に達するような傾向を示した。また、気流の流動領域は粉体ジェットが存在しない空間に拡大することが明らかとなった。さらに、落下距離が大きい場合の気流の無次元アキ方向速度分布は落下距離や質量流量に依らず、ほぼ一定の相似形の分布を示した。

(2) 気流のアキ方向変動速度は中心軸付近で最大値となる傾向を示した。この領域では粒子濃度が高いため、多くの粒子が通過する。このため、気流の乱れが生成され変動速度が大きくなるといえる。

(3) 粉体ジェットに誘起される気流の全体積流量とジェット内部の巻き込み流量を求めた。実験結果から推定した巻き込み流量は、落下距離や質量流量の増加とともに増加することが分かった。また、数値計算による巻き込み流量は実験と同様の傾向を示し、ある程度巻き込み現象を表現することが確認できた。

第5章では、粉体ジェットの粒子濃度特性を調べた。測定にはP.D.A.を使用した。

(1) 粉体ジェットの粒子濃度分布は中心軸付近で最大でジェット外端に向かって急速に減少する傾向を示した。また、無次元粒子濃度分布は固気混相ジェットなどと

同様に落下距離や質量流量によらず、相似的な分布形を示すことが分かった。さらに、落下距離が大きい場合の中心軸上粒子濃度は、質量流量によらず、ほぼ同じ傾きで落下距離の増加とともに減少する傾向を示した。

(2) 数値計算による粉体ジェットの粒子濃度は、粒子濃度の半径方向分布や中心軸上粒子濃度を良く表現する結果となった。

第6章では、粉体ジェットと気流の拡散特性をまとめた。

(1) 数値計算結果から、粉体ジェットの拡散に対して、粒子間衝突の影響が非常に大きいことが明らかとなった。さらに、粉体ジェットの拡散状態を本数値計算によりある程度表現できるといえる。

(2) 粉体ジェットと気流の広がりや単相ジェットと比較して非常に小さく、その広がり幅は落下距離の平方根に比例して増加することが分かった。

以上のように、粒子群の落下運動とこれに誘起される気流の流動の詳細を知ることによって、粉体ジェットによる周囲空気の巻き込み現象の種々の流動特性がある程度解明された。

参考文献

- 1) 日本粉体工業技術協会編, 粉粒体のバルクハンドリング技術, 日刊工業技術協会, 1, (1985)
- 2) 神保元二・他5名, 微粒子ハンドブック, 朝倉書店, 322-323, (1991)
- 3) Boothroyd, R. G., Flowing Gas-Solids Suspension, *CHAPMAN AND HALL LTD.*, 24-34, (1971)
- 4) Hemeon, W. C. L., Plant and Process Ventilation, *The Industrial Press*, 120-161, (1955)
- 5) Morrison, J. N., Controlling dust emissions at belt conveyor transfer points, *Society of Mining Engineers AIME*, **250**, 47-53, (1971)
- 6) Tooker, G. E., Controlling fugitive dust emissions in material handling operations, *Bulk Solids Handling*, **12-2**, 227-232, (1992)
- 7) Cooper, P. and P. C. Arnold, Air entrainment and dust generation from a falling stream of bulk material, *KONA*, 13, 125-134, (1995)
- 8) Morton, B. R., G. Taylor and J. S. Turner, Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous source, *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, **234**, 1-22, (1956)
- 9) Plinke, M. A. E., D. Leith, D. B. Holstein and M. G. Boundy, Experimental examination of factors that affect dust generation, *Am. Ind. Hyg. Assoc. J.*, **52**, 521-528, (1991)
- 10) Liu, Z., P. Wypych and P. Cooper, Dust generation and air entrainment in bulk materials handling-A Review, *Bulk Solids Handling*, **11-4**, 421-425, (1999)
- 11) 粉体工学会編, 粉体工学便覧, 日刊工業新聞社, 59-65, (1998)
- 12) Steinour, H. H., Rate of sedimentation, nonfloculated suspensions of uniform spheres, *Ind. Eng. Chem.*, **36-7**, 618-624, (1944)
- 13) Steinour, H. H., Rate of sedimentation, suspensions of uniform-size angular particles, *Ind. Eng. Chem.*, **36-9**, 840-847, (1944)
- 14) Richardson, J. F. and W. N. Zaki, Sedimentation and fluidisation Part 1, *Trans. Inst. Chem. Eng.*, **32**, 35-53, (1954)
- 15) Richardson, J. F. and R. A. Meikle, Sedimentation and fluidisation part 3 : the sedimentation of uniform fine particles and of two-component mixtures of solids, *Trans. Inst. Chem. Eng.*, **39**, 349-356, (1961)

- 16) Famularo, J. and J. Happel, Sedimentation of dilute suspension in creeping motion, *A.I.Ch.E. J.*, **11**-6, 981-988, (1965)
- 17) 渡辺治夫, 粒子群沈降の空隙率関数, 粉体工学研究会誌, **13**-10, 546-555, (1976)
- 18) Srack, G. W., Sedimentation of compact clusters of uniform spheres, *Nature*, **200**, 466-467, (1963)
- 19) Srack, G. W., Sedimentation of a large number of particles as a cluster in air, *Nature*, **200**, 1306, (1963)
- 20) Fujita, T. T., The Downburst -Microburst and Macrobust-, *SMRP Research Paper*, 19-44, (1985)
- 21) 梅村章・高森昭一・Suphakorn Rattanawaraha・神谷信彦, マイクロバースト下
降流の力学的特性付け, 日本機械学会論文集, **65**-636, 2627-2634, B (1999)
- 22) Stinzing, H. D., Fluid drag on clouds consisting of solid particle enclosed in a pipe, *Pneumotransport 1*, C6, 69-80, (1971)
- 23) Lee, K.C., Aerodynamic interaction between two spheres at Reynolds numbers
around 10^4 , *Aeronaut. Q.*, **30**, 371-385, (1979)
- 24) Tsuji, Y., Y. Morikawa and K. Terashima, Fluid-dynamic interaction between two
spheres, *Int. J. Multiphase Flow*, **8**, 78-82, (1982)
- 25) Tsuji, Y., Y. Morikawa and Y. Fujiwara, Pipe flow with solid particles fixed in space,
Int. J. Multiphase Flow, **11**, 177-188, (1985)
- 26) Tal, R., D.N. Lee and W.A. Sirignano, Heat and momentum transfer around a pair of
sphere in viscous flow, *J. Heat Mass Trans.*, **27**, 1953-1962, (1983)
- 27) Kim, I., S. Elghobashi and W.A. Sirignano, Three-dimensional flow over two spheres
placed side by side, *J. Fluid Mech.*, **246**, 465-488, (1993)
- 28) Rajaratnam, N., Turbulent Jets, *Elsevier Scientific Publishing Company Amsterdam*,
(1976)
- 29) Townsend, A. A., The Structure of Turbulent Shear Flow, *Cambridge Univ. Press*,
189-205, (1976)
- 30) Wygnanski, I. and H. Fiedler, Some measurements in the self-preserving jet, *J. Fluid
Mech.*, **38**, 577-612, (1969)
- 31) Panchapakesan, N. R. and J. L. Lumley, Turbulence measurements in axisymmetric

- jets of air and helium part 1 air jet, *J. Fluid Mech.*, **246**, 197-223, (1993)
- 32) Ricou, F. P. and D. B. Spalding, Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets, *J. Fluid Mech.*, **11**, 21-32, (1961)
- 33) Turner, J. S., Turbulent entrainment : the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows, *J. Fluid Mech.*, **173**, 431-471, (1986)
- 34) 柳井田勝哉・大橋昭, 気中高速水噴流特性に関する研究 - 連続流領域について (第1報)-, 日本工業会誌, **93-1072**, 423-428, (1977)
- 35) 柳井田勝哉・大橋昭, 気中高速水噴流特性に関する研究 - 霧化液滴流領域について(第2報)-, 日本工業会誌, **93-1073**, 489-494, (1977)
- 36) 大橋昭・柳井田勝哉, ウォータージェットの力学とその利用, 噴流工学, **13-1**, 40-51, (1996)
- 37) Laats, M. K., *Inzh. fig. Zh.*, **10-1**(1966),11-15
- 38) Hardalupas, Y., A. M. K. P. Taylor and J. H. Whitelaw, Velocity and particle-flux characteristics of turbulent particle-laden jets, *Proc. R. Cos. Lond. A*, **426**, 31-78, (1989)
- 39) 湯晋一・梅影俊彦・田淵政治, 三次元固気混相乱流自由噴流のTwo-Way Methodを用いた直接数値計算と実験による検証, 日本機械学会論文集, **60-572**, 1152-1160, B (1994)
- 40) Danon, H., M. Wolfshtein and G. Hetsroni, Numerical calculations of two-phase turbulent round jet, *Int.J.Multiphase Flow.*, **3**, 223-234, (1977)
- 41) Chen, C. P. and P. E. Wood, A turbulence closure model for dilute gas-particle flow, *Can. J. Chem. Eng.*, **63**, 349-360, (1985)
- 42) Mostafa, A. A. and H. C. Mongia, On the interaction of particles and turbulent fluid flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **31-10**, 2063-2075, (1988)
- 43) Shuen, J. S., L. D. Chen and G. M. Faeth, Evaluation of a stochastic model of particle dispersion in a turbulent round jet, *AIChE J.*, **29-1**, 167-170, (1983)
- 44) Elghobashi, S., T. Abou-Arab, M. Rizk and A. Mostafa, Prediction of the particle-laden jet with two-equation turbulence model, *Int. J. Multiphase Flow.*, **10-6**, 697-710, (1984)
- 45) 彭新健・富田侑嗣・田代博之, 粗大粒子の水平管内固気二相流に関する研究, 機械学会論文集, **63-612**, 2645-2651, B(1997)

- 46) Elghobashi, S. and G. C. Truesdell, On the two-way interaction between homogeneous turbulence and dispersed solid particles. 1 : turbulence modification, *Phys. Fluids A*, **5-7**, 1790-1801, (1993)
- 47) Truesdell, G. C. and S. Elghobashi, On the two-way interaction between homogeneous turbulence and dispersed solid particles. 2 : particle dispersion, *Phys. Fluids A*, **6-3**, 1405-1407, (1994)
- 48) Verzicco, R. and P. Orlandi, Direct simulation of the transitional regime of circular jet, *Phys. Fluids A*, **6-2**, 751-759, (1994)
- 49) 湯晋一・片牧真輔・河野浩幸・梅影俊彦, 低レイノルズ数噴流($Re=800$)の乱流化に及ぼす粒子の影響, 日本機械学会論文集, **64-619**, 677-683, B (1998)
- 50) 湯晋一・河野浩幸・梅影俊彦, 高レイノルズ数スリットノズル固気混相噴流の流れに与える粒子の影響, 日本機械学会論文集, **66-641**, 57-66, B (2000)
- 51) Tsuji, Y. and Y. Morikawa, LDV measurements of an air-solid two- phase flow in a horizontal pipe, *J. Fluid Mech.*, **120**, 385-400, (1982)
- 52) 辻裕・森川敬信・潮海弘資, レーザ流速計による鉛直管内固気二相流の測定, 日本機械学会論文集, **50-452**, 1000-1008, B (1984)
- 53) 菱田公一・竹本潔・前田昌信, 管内軸対称固気二相噴流の乱流特性 (粒子密度の影響), 混相流, **1-1**, 56-69, (1987)
- 54) R. E. van de Wall and S. L. Soo, Measurement of particle cloud density and velocity using laser devices, *Powder Technology*, **81**, 269-278, (1994)
- 55) R. E. van de Wall and S. L. Soo, Measurement of transport properties of a gas-solid suspension using phase Doppler anemometry, *Powder Technology*, **94**, 141-151, (1997)
- 56) R. E. van de Wall and S. L. Soo, Relative motion between phases of a particulate suspension, *Powder Technology*, **95**, 153-163, (1998)
- 57) 菱田公一・半澤陽・榊原潤・佐藤洋平・前田昌信, 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, **62-593**, 18-25, B (1996)
- 58) 尾形公一郎・船津勝也・富田侑嗣, 自由落下粉体ジェットと周囲空気の巻き込み現象, 日本機械学会論文集, **65-633**, 1629-1635, B(1999)
- 59) Morsi, S. A. and A. J. Alexander, An investigation of particle trajectories in two-phase

- flow systems, *J. Fluid Mech.*, **55-2**,193-208, (1972)
- 60) Rubinow, S. I. and J. B. Keller, The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid, *J. Fluid Mech.*, **11**, 447-459(1961).
 - 61) Tsuji, Y., Y. Morikawa and O. Mizuno, Experiment measurement of the Magnus force on rotating sphere at low Reynolds numbers, *Trans. ASME*, **107**, 484-488, (1985)
 - 62) Oesterle, B. and T. B. Dinh and J.L.Vail, Measurement of lift and torque on a rotating sphere at intermediate Reynolds number, *Mech. Res. Comm.*, **18**, 145-150, (1990)
 - 63) Oesterle, B. and T. B. Dinh, Experiments on the lift of spinning sphere in a range of intermediate Reynolds numbers, *Experiment in Fluids*, **25**, 16-22, (1998)
 - 64) Barkla, H. M. and L. J. Auchterlonie, The Magnus or Robins effect on rotating sphere, *J. Fluid Mech.*, **47**, 437-447, (1971)
 - 65) Saffman, P. G., The lift on a small sphere in a slow shear flow, *J. Fluid Mech.*, **22**,385-400, (1965)
 - 66) Dandy, D. S. and H. A. Dwyer, A sphere in shear flow at finite Reynolds number : effect of shear on particle lift, drag, and heat transfer, *J. Fluid Mech.*, **216**, 381-410, (1990)
 - 67) Mei, R., An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number, *Int. J. Multiphase Flow*, **18-1**, 145-147, (1992)
 - 68) Wang, Q., K. D. Squires, M. Chen and J. B. McLaughlin, On the role of the lift force in turbulence simulations of particle deposition, *Int. J. Multiphase Flow.*, **23-4**, 749-763, (1997)
 - 69) Cherukat, P., J. B. Maclaughlin and D. S. Dandy, A computational study of the inertial lift on a sphere in a linear shear flow field, *Int. J. Multiphase Flow.*, **25**, 15-33, (1999)
 - 70) Kurose, R. and S. Komori, Drag and lift forces on a rotating sphere in a linear shear flow, *J. Fluid Mech.*, **384**, 183-206, (1999)
 - 71) Dennis, S. D. R., S. N. Singh and D. B. Ingham, The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers, *J. Fluid Mech.*, **10-2**, 257-279, (1980)
 - 72) 富田侑嗣・沈能耀, 管内固気二相流の数値実験, 日本機械学会論文集, **52**-474, 790, B(1986)
 - 73) 田代博之・富田侑嗣, 管内固気二相流の数値実験 (第1報), 日本機械学会論文

- 集, **56-526**, 41-44, B(1990)
- 74) 田代博之・富田侑嗣, 管内固気二相流の数値実験 (第2報), 機械学会論文集, **56-526**, 45-48, B(1990)
- 75) 田中敏嗣・門野啓一郎・辻裕, 鉛直管内固気二相流の数値シミュレーション, 日本機械学会論文集, **56-531**, 6-12, B(1990)
- 76) Oesterle, B., Simulation of particle-to-particle interaction in gas-solid flows, *Int. J. Multiphase flow*, **19-1**, 199-211, (1993)
- 77) 荒川忠一, 数値流体力学, 東京大学出版会, (1994)
- 78) 白井隆, オリフィスからの粒体の流出速度, 化学機械, **16-3**, 86-89, (1952)
- 79) 桑井源穎, オリフィスからの粉粒体の流出, 化学工学, **17-11**, 453-459, (1953)
- 80) Brown, R. L. and J.C. Richards, Exploratory study of the flow of granules through apertures, *Trans. Inst. Chem. Eng.*, **37**, 108-119, (1959)
- 81) Brown, R. L., Minimum energy theorem for flow of dry granules through apertures, *Nature*, **191**, 458-461, (1961)
- 82) Beverloo, W. A., H. A. Leniger and J. van de Velde, The flow of granular solids through orifices, *Chem. Eng. Sci.*, **15**, 260-269, (1961)
- 83) Schlichting, H., Boundary-Layer Theory, McGRAW-HILLBOOK Co., 230-234, (1979)
- 84) Ogata, K., K. Funatsu and Y. Tomita, Experimental investigation of a free falling powder jet and the air entrainment, *Powder Technology* (掲載決定)
- 85) 尾形公一郎・船津勝也・富田侑嗣, 粉体ジェットにより誘起された空気の流動特性, 粉体工学会誌, **37-3**, 160-167, (2000)
- 86) 尾形公一郎・船津勝也・富田侑嗣, 粉体ジェットの流動特性に関する研究, 日本機械学会九州支部第53期講演論文集, 11-12, (2000)
- 87) Saffman, M., Automatic calibration of LDA measurement volume size, *Applied optics*, **26-13**, 2592-2597, (1987)
- 88) Clift, R., J. R. Grace and M. E. Weber, Bubbles, Drops, and Particles, *Academic Press*, 100-110, (1978)

付 録

本計算で用いた，粒子と気流の相互作用による円柱座標系 $k-\varepsilon$ 方程式の導出をまとめると。

粒子による抵抗項を含む場合のNavier-Stokes方程式は直交座標系において次の形をとる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u^i + (\rho u^i u^m - p^{im})_{,m} = \rho F^i \quad (\text{A.1})$$

ここで，空気密度 ρ は一定とする．速度，圧力，抵抗項をそれぞれ時間平均と変動値に分けて表すと次式となる。

$$\begin{aligned} u^i &= \bar{u}^i + u'^i \\ p^{im} &= \bar{p}^{im} + p'^{im} \\ F^i &= \bar{F}^i + F'^i \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

これを式(A.1)に代入して整理すると，

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \bar{u}^i + (\rho \bar{u}^i \bar{u}^m - \bar{p}^{im})_{,m} + \frac{\partial}{\partial t} \rho u'^i + (\rho \bar{u}^i u'^m + \rho u'^i \bar{u}^m + \rho u'^i u'^m - p'^{im})_{,m} = \rho \bar{F}^i + \rho F'^i \quad (\text{A.3})$$

を得る．時間平均を取ると，気流に対する平均の式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \bar{u}^i + (\rho \bar{u}^i \bar{u}^m + \overline{\rho u'^i u'^m} - \bar{p}^{im})_{,m} = \rho \bar{F}^i \quad (\text{A.4})$$

上式を式(A.3)に代入すると，変動に対する式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u'^i + \rho \bar{u}_{,m}^i u'^m + \rho u_{,m}^i \bar{u}^m + \rho u_{,m}^i u'^m - \overline{\rho u_{,m}^i u'^m} - p'_{,m}{}^{im} = \rho F'^i \quad (\text{A.5})$$

式(A.5)に u'_j を掛けると，

$$u'_j \frac{\partial}{\partial t} \rho u'^i = -\rho \bar{u}_{,m}^i u'^m u'_j - \rho u_{,m}^i \bar{u}^m u'_j - \rho u_{,m}^i u'^m u'_j + \rho u'_j \overline{u_{,m}^i u'^m} + u'_j p'_{,m}{}^{im} + u'_j \rho F'^i \quad (\text{A.6})$$

を得る．次に，式(A.5)の共変形式に u'^i を掛けると，次式を得る。

$$u'^i \frac{\partial}{\partial t} \rho u'_j = -\rho \bar{u}_{j,m} u'^m u'^i - \rho u'_{j,m} \bar{u}^m u'^i - \rho u'_{j,m} u'^m u'^i + \rho u'^i \overline{u'_{j,m} u'^m} + u'^i p'_{j,m} + u'^i \rho F'_j \quad (\text{A.7})$$

(A.6)と(A.7)を加えて、整理すると、次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho u'^i u'_j = & -(\rho u'^m u'_j \bar{u}^i_m + \rho u'^m u'^i \bar{u}_{j,m}) + (\rho u'_j F'^i + \rho u'^i F'_j) \\ & + (u'_j p'^{im} + u'^i p'_j{}^m)_{,m} - (u'_{j,m} p'^{im} + u'^i_{,m} p'_j{}^m) \\ & - (\rho u'^i u'_j \bar{u}^m + \rho u'^i u'_j u'^m)_{,m} + \rho u'_j \overline{u'^m u'^i} + \rho u'^i \overline{u'^m u'_j} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

さらに、式を時間平均すれば、次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \overline{\rho u'^i u'_j} = & (\overline{\rho u'_j F'^i} + \overline{\rho u'^i F'_j}) - (\overline{u'_{j,m} p'^{im}} + \overline{u'^i_{,m} p'_j{}^m}) \\ & - \left[\overline{\rho u'^i u'_j \bar{u}^m} + \overline{\rho u'^i u'_j u'^m} - (\overline{u'_j p'^{im}} + \overline{u'^i p'_j{}^m}) \right]_{,m} \\ & - (\overline{\rho u'_j u'^m u'^i} + \overline{\rho u'^i u'^m u'_j}) \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

乱流エネルギーとその散逸率を次のように定義すれば、

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'^i u'_i} \quad (\text{A.10})$$

$$\varepsilon = \overline{\nu u'_{i,m} u'^{i,m}} \quad (\text{A.11})$$

k - ε 方程式は次のように与えられる。 k 方程式に対して、式(A.9)の対角成分の和を取る。すなわち、式(A.9)で $i=j$ とおく。また、純粘性流体では

$$p'_j{}^m = -p \delta_j^m + \tau_j^m, \quad p'^{im} = -p g^{im} + \tau^{im} \quad (\text{A.12})$$

および、

$$\tau^{im} = \mu (u'^i_j g^{jm} + u'^m_j g^{ij}) \quad (\text{A.13})$$

であるので、式(A.9)に代入して整理すると、次式となる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}^m k_{,m} = -\overline{u'^i u'^m \bar{u}^i_{,m}} - \left(\frac{1}{2} \overline{u'^i u'_i u'^m} + \frac{1}{\rho} \overline{p' u'^m} - \nu k_{,j} g^{jm} \right)_{,m} - \varepsilon + \overline{u'^i F'_i} \quad (\text{A.14})$$

ε 方程式に対して、式(A.5)では、 j に対する反変微分を決める。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u'^{i,j} + (\rho \bar{u}^i u'^m)^{,j} + (\rho u'_{,m} \bar{u}^m)^{,j} + (\rho u'_{,m} u'^m)^{,j} - (\rho u'_{,m} u'^m)^{,j} - p'_{,m}{}^{im,j} = \rho F'^{i,j} \quad (\text{A.15})$$

次に、式(A.15)に $2\nu u'_{i,j}$ を掛けて、時間平均すると、

$$\begin{aligned} & \overline{2\nu u'_{i,j} \frac{\partial}{\partial t} \rho u'^{i,j}} + \overline{2\nu u'_{i,j} (\rho \bar{u}^i u'^m)^{,j}} + \overline{2\nu u'_{i,j} (\rho u'_{,m} \bar{u}^m)^{,j}} \\ & + \overline{2\nu u'_{i,j} (\rho u'_{,m} u'^m)^{,j}} - \overline{2\nu u'_{i,j} (\rho u'_{,m} u'^m)^{,j}} - \overline{2\nu u'_{i,j} p'_{,m}{}^{im,j}} = \overline{2\rho \nu u'_{i,j} F'^{i,j}} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

この式を整理すると、厳密な ε 方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}^m \varepsilon_{,m} &= -2\nu \overline{u'^m u'^{i,j} \bar{u}_{i,jm}} - 2\nu (\bar{u}^{i,j} \overline{u'_{m,j} u'^{j,m}} + \bar{u}_j \overline{u'_{i,m} u'^{j,m}}) - (\overline{u'^j \varepsilon'})_{,j} \\ & - \frac{2\nu}{\rho} (\overline{u'^{j,i} p'_{,i}})_{,j} + \nu \varepsilon_{,mj} g^{jm} - 2\nu \overline{u'_{i,j} u'_{,m} u'^m{}_{,j}} \\ & - 2\nu^2 \overline{u'_{i,jm} u'^{i,jm}} + \overline{2\nu u'_{i,j} F'^{i,j}} \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

ここで得られた、 k - ε 方程式を円柱座標系に変換する。円柱座標系 (r, θ, z) を **Fig.A.1** に示すような関係にとる。

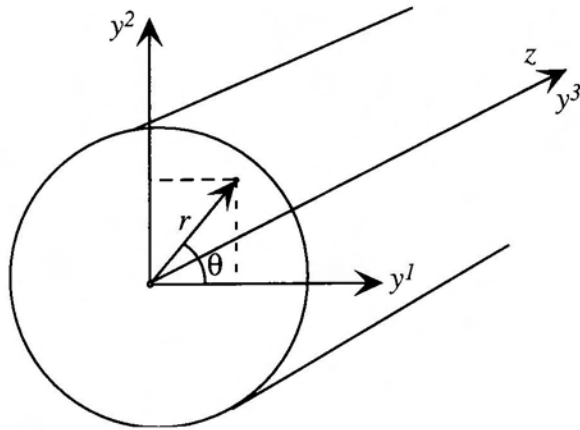


Fig.A.1 Convert Cartesian coordinate into Cylindrical coordinate.

直交座標系 y^j との関係は

$$y^1 = x^1 \cos x^2 = r \cos \theta, \quad y^2 = x^1 \sin x^2 = r \sin \theta, \quad y^3 = x^3 = z$$

であるから、計量テンソルの共変成分 g_{ii} と反変成分 g^{ii} は

$$g_{11} = 1, \quad g_{22} = r^2, \quad g_{33} = 1$$

$$g^{11} = 1, \quad g^{22} = 1/r^2, \quad g^{33} = 1$$

となる。座標関数 h_i は

$$h_1 = 1, \quad h_2 = 1/r, \quad h_3 = 1$$

である。さらに、クリストッフエル記号 Γ_{ij}^m は

$$\Gamma_{22}^1 = -r, \quad \Gamma_{21}^2 = 1/r, \quad \Gamma_{12}^2 = 1/r$$

となり、それ以外は全て 0 である。

また、速度成分は (v^1, v^2, v^3) が $(v, w/r, u)$, (v_1, v_2, v_3) が (v, rw, u) となる。

k 方程式について考える。以上の物理成分と 1 階, 2 階のテンソルの共変微分を用いて、式(A.14)を変換すると次式となる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r(\bar{v}k) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\bar{w}k) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{u}k) = \\ & - \left[\overline{v'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \overline{v'w'} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \theta} - \frac{w}{r} \right) + \overline{v'u'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \overline{w'v'} \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} \right. \\ & \quad \left. + \overline{w'w'} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \theta} + \frac{v}{r} \right) + \overline{w'u'} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \overline{u'w'} \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \theta} + \overline{u'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right] \\ & - \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left\{ \frac{1}{2} (\overline{v'v'v'} + \overline{w'w'v'} + \overline{u'u'v'}) \right\} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \frac{1}{2} (\overline{v'v'w'} + \overline{w'w'w'} + \overline{u'u'w'}) \right\} \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{2} (\overline{v'v'u'} + \overline{w'w'u'} + \overline{u'u'u'}) \right\} \right] \\ & - \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{1}{\rho} \overline{p'v'} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\rho} \overline{p'w'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho} \overline{p'u'} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +v \left[\frac{\partial^2 k}{\partial r \partial r} + \frac{2}{r} \frac{\partial k}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 k}{\partial \theta \partial \theta} + \frac{\partial^2 k}{\partial z \partial z} \right] \\
& -v \left[\left(\frac{\partial v'}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial w'}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u'}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v'}{\partial \theta} - \frac{w'}{r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial w'}{\partial \theta} - \frac{v'}{r} \right)^2 \right. \\
& \quad \left. + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u'}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial v'}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2 \right] \\
& + \overline{v' F'_r} + \overline{w' F'_\theta} + \overline{u' F'_z} \tag{A.18}
\end{aligned}$$

上式を厳密に解くことは面倒なので、荒川ら⁷⁾によって相対的に小さい項や高次相関項などを簡略化すると、本計算で用いた k 方程式は2章で示したように、次式で与えられる。

$$\bar{v} \frac{\partial k}{\partial r} + \bar{u} \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial r} \right) + v_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 - \frac{k}{3} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \varepsilon + D_k \tag{A.19}$$

また、 ε 方程式も同様に変換操作を行うと、次式となる。

$$\bar{v} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + \bar{u} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} v_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 - c_{\varepsilon 3} \frac{k}{3} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\varepsilon}{k} - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + D_\varepsilon \tag{A.20}$$

なお、式(A.19)と(A.20)中の ε は散逸項である。

主な記号

A	： 粒子群の断面積	[m ²]
b_a	： 気流の半値半径	[mm]
b_p	： 粉体ジェットの半値半径	[mm]
C_D	： 粒子の抵抗係数	[-]
C_L	： 粒子の揚力係数	[-]
c	： 粒子濃度	[-]
D	： オリフィス直径	[mm]
d_p	： 粒子直径	[m]
e_p	： 粒子間の反発係数	[-]
F	： 流体に作用する力	[N]
F_D	： 粒子に作用する抗力	[N]
F_{LM}	： Magnus 力	[N]
F_{LS}	： Saffman 力	[N]
f_p	： 粒子間の動摩擦係数	[-]
g	： 重力加速度	[m/s ²]
I	： 粒子の主慣性モーメント ($2m_p r^2/5$)	[m ² · kg]
J	： 粒子間衝突力積	[kg · m/s]
k	： 乱流運動エネルギー	[m ² /s ²]
M	： 粒子群の質量	[kg]
m	： 粒子の質量	[kg]
n	： 数密度	[particles/m ³]
p	： 圧力	[N/m ²]
Q	： 気流の体積流量	[m ³ /s]
Q_{ent}	： 粉体ジェット内部の巻き込み流量	[m ³ /s]

Q_{total}	:	粉体ジェットに誘起される気流の全体積流量	[m ³ /s]
Re_p	:	粒子レイノルズ数	[-]
r	:	半径方向距離	[mm]
r_{ea}	:	気流の外端半径	[mm]
r_{ep}	:	粉体ジェットの外端半径	[mm]
u	:	気流の速度	[m/s]
u_z	:	気流の軸方向速度	[m/s]
u_{zmax}	:	気流の中心軸上速度	[m/s]
$u_{z\infty}$:	気流の最終速度	[m/s]
V_r	:	気流と粒子の相対速度	[m/s]
v	:	粒子の速度	[m/s]
v_g	:	流体抵抗を無視した単一球粒子の落下速度	[m/s]
v_r	:	粉体ジェットの半径方向速度	[m/s]
v_s	:	単一球粒子の落下速度	[m/s]
$v_{s\infty}$:	単一球粒子の沈降速度	[m/s]
v_z	:	粉体ジェットの軸方向速度	[m/s]
v_{zmax}	:	粉体ジェットの中心軸上速度	[m/s]
$v_{z\infty}$:	粉体ジェットの沈降速度	[m/s]
z	:	落下距離	[mm]
ε	:	乱流エネルギーの散逸率	[m ² /s ³]
μ	:	空気の粘度	[Pa · s]
ν	:	空気の有効動粘度	[m ² /s]
ν_l	:	空気の動粘度	[m ² /s]
ν_t	:	空気の渦動粘度	[m ² /s]
ρ_b	:	粉体のかさ密度	[kg/m ³]

ρ_f	:	気流の密度	[kg/m ³]
ρ_p	:	粒子の真密度	[kg/m ³]
ω	:	粒子の回転速度	[rad/s]
\dot{m}	:	質量流量	[kg/s]

謝 辞

本論文は、著者の九州工業大学大学院博士課程における研究成果をまとめたものである。

本論文の作成に対し、九州工業大学工学部在学中から、御指導、御鞭撻頂き、終始懇切なる御助言を賜りました九州工業大学工学部 富田 侑嗣 教授に心から感謝致します。

また、御多忙の中、有益なる御指導、御示唆を頂きました九州工業大学工学部 湯 晋一 教授、西 道弘 教授、塚本 寛 教授、松野 儀三 教授ならびに九州大学 工学部 増岡 隆士 教授に深く感謝の意を申し上げます。さらに、実験の取りまとめに際し、計画・問題点の解決まで一貫した御指導を熱心にして下さいました九州工業大学工学部 船津 勝也 技官に厚く御礼申し上げます。研究の物理的背景に対する疑問や数値計算に関する問題点などに気軽に答えて頂き、さらに、活発な議論の中から良きアドバイスを常にしていただいた九州工業大学SVBL 原田 周作 氏に感謝の意を表します。

また、九州工業大学在学時から、公私にわたり御世話になり、著者の人生に多大なる影響を頂きました北九州工業高等専門学校 久地井 茂 氏に深甚なる謝意を申し述べます。

この研究を進めるにあたり、平成11年度、12年度の2年間で本研究の実験を長時間にわたり行い、非常に貴重で有効なデータを残して頂いた、共同研究者の 川浪 秀浩 氏に深く御礼を申し上げます。そして、九州工業大学工学部在学中の7年間や粉体工学研究室在籍中の6年間の間に、出会い、御世話になった皆様方に感謝致します。

最後に、九州工業大学や様々な場所で出会った皆様方の今後の人生が最良のものとなることを心より祈念しながら、締めくくらせていただきます。

2001年 2月