

# 曲壁面に沿うコアンダ噴流と微粉粒子の 気流分級に関する研究

平成 18 年 度

三重大学大学院工学研究科  
博士前期課程 機械工学専攻

岡崎 元 紀

平成 18 年度 修士論文

曲壁面に沿うコアンダ噴流と微粉粒子の  
気流分級に関する研究

Coanda Jet Flow Along Curved Wall and Air-Flow  
Classification of Fine Particle

平成 19 年 2 月 6 日提出

指導教官

社河内	敏彦	教授
辻本	公一	助教授
安藤	俊剛	助教



三重大学大学院 工学研究科  
博士前期課程 機械工学専攻  
流動現象学研究室

岡崎 元紀

## 学 位 論 文 要 旨

学位論文提出者	氏名	岡崎 元紀	専攻	機械工学	講座	流動現象学
学位論文題目	曲壁面に沿うコアンダ噴流と微粉粒子の気流分級に関する研究					
論文審査委員	主査	杜河内 敏彦	副査	辻本 公一	副査	安藤 俊剛

粉体技術は、医療・農薬品、各種電子材料、工業用材料に用いられている。その中で、粒子径や粒子密度をそろえること（分級）は、材料や粉体加工の精度の向上のため非常に重要であり、現在、粒径のそろった  $\mu\text{m}$  オーダーの微粉粒子の効率的な製造が求められている。粒子を、粒子径や密度によって区別する分級技術は、重力、慣性力、遠心力などを利用した気流分級機が数多く存在するが、粒子の凝集や付着性が高精度の分級を困難にしている。

ところで、二次元噴流を円柱などの曲壁面に沿って噴出させると噴流はコアンダ効果により壁面に付着して遠心力作用下に流下する。この状況は、微粉粒子を含む固気二相噴流においても同様で、その際、大きくて重い粒子は壁面の遠方を、小さくて軽い粒子は壁面近傍を流れるため微粉粒子の分級に使用することが考えられる。

本研究では、まず、コアンダ付着噴流の流動特性（速度・圧力分布、噴流の拡がり、はく離、など）に対する壁面曲率の影響を、円柱と長短径比（ $FR$ ）の異なる楕円流を使って実験的、数値解析的に検討した。次いで、微粉粒子の分級について壁面の曲率が局所的に大きな楕円柱の分級性能を円柱（ $FR=1$ ）のそれと比較、検討した。さらに、ノズル出口の手前の流路を湾曲させ予め微粉粒子に遠心力を作用させる、すなわち予備旋回型の分級機を新に提案し、その分級性能を検討した。

主な結果は、以下のようである。

- (1) 円柱壁面上の圧力分布は、それぞれの曲壁面形状の曲率半径の分布形と類似し、はく離位置は  $FR$  が大きい状ほどはよい。
- (2) 局所的に最大曲率をもつ  $FR=1.25$ ,  $1.5$  の楕円柱の場合、ノズル直後で最大曲率をもつ円柱に比べ分級性能は低下する。
- (3) ノズル出口の手前で粒子に旋回力を与える予備旋回型流路を用いると、予備旋回のない場合（円柱のみ）よりさらに分級性能を向上させることができる。平均粒子径  $7.00\ \mu\text{m}$  のガラスビーズの場合ノズル出口流速  $40\text{m/s}$  で分級点  $D_{50}=5.84[\mu\text{m}]$ 、分級の鋭さ  $SI=1.47$  という値を得た。

## 論 文 目 録

- (1) M.Sugimoto, T.Shakouchi, K.Hayakawa, M.Okazaki and M.Izawa, "Particle Laden Impinging Jet Flow from Rectangular Nozzle and Abrasive Jet Machining", Proc.of ICJWSF-2005, (2005-10), pp.325-330.
- (2) 杜河内敏彦・岡崎元紀・杉本真樹・川崎洋輔・辻本公一・安藤俊剛, "微粉粒子を含む固気二相コアンダ噴流の流動と制御", 日本機械学会東海支部第 56 期総会講演会講演論文集, (2006-3).

# 目 次

第 1 章 緒論	1
主な記号	4
コアンダ噴流と微粉粒子の分級	6
第 2 章 数値解析	8
2.1 気相の挙動	8
2.1.1 支配方程式	
2.1.2 一般系保存式	
2.1.3 支配方程式の離散化	
2.1.4 離散化方程式の解法	
2.2 微粉粒子の挙動（単一球形粒子の運動方程式）	12
第 3 章 コアンダ噴流と微粉粒子の気流分級	14
I. コアンダ噴流に対する壁面曲率の影響	14
1 空気単相（気相）噴流（実験的解析）	14
1.1 曲壁面の詳細	
1.2 実験装置	
1.3 実験条件と座標系	
1.4 速度，乱れ分布の測定	
1.5 圧力分布，はく離位置の測定	
2 結果と考察	20
2.1 空気単相（気相）噴流の流動特性	
(1) ノズル出口における速度，乱れ分布	
(2) 壁面接線方向速度分布	
(3) 壁面接線方向乱れ分布	
(4) 最大速度の減衰と位置	
(5) 半値幅	
(6) 巻き込み流量と噴流幅	

(7) 圧力分布	
(8) はく離位置	
(9) まとめ	
Ⅱ. コアンダ噴流による微粉粒子の気流分級	35
Ⅱ－Ⅰ 運転条件と壁面曲率の影響	35
1 固気二相噴流（実験的解析）	35
1.1 分級部の詳細	
1.2 実験装置	
1.3 実験条件	
1.4 供試粉体	
1.5 評価方法	
(1) 部分分級効率 $\eta$	
(2) 50%分離限界粒子径 $D_{50}$	
(3) 分級の鋭さ $SI$	
2 数値解析	42
計算領域と境界条件	
3 結果と考察	45
(1) ノズル出口平均流速 $u_m$ の影響	
(2) 内側吸い込み速度 $u_i$ の影響	
(3) 外側吸い込み速度 $u_o$ の影響	
(4) 壁面曲率の影響	
4 まとめ	49
Ⅱ－Ⅱ 副噴流と予備旋回の影響	60
1 固気二相噴流（実験的解析）	60
1.1 実験装置	
1.2 分級部の詳細	
1.3 実験条件	
2 数値解析	65

計算領域と境界条件	
3 結果と考察	67
(1) 副噴流の影響	
(2) 予備旋回の影響	
4 まとめ	69
第4章 結論	76
第5章 付録	78
謝辞	90
参考文献	91

## 第 1 章 緒 論

粉体技術は、工業的応用の観点、環境問題の観点からも非常に重要な技術である。例えば、医療の分野において、薬品を飲みやすくするための造粒技術、粉体を高速で対象物へ衝突させ、表面加工をおこなうマイクロブラス技術、ディーゼルエンジンから排出される粒子（DEP）を除去する装置であるディーゼル排出粒子除去フィルタ（DPF）、酸化触媒装置も粉体技術の応用である。その中で、粒子径をそろえること（分級）は、材料や粉体加工の精度の向上、粉体燃料の効率的な燃焼、また、触媒性能を向上のため非常に重要であり、現在、粒径のそろった  $\mu\text{m}$  オーダーの微粉粒子の効率的な製造技術が求められている。

粒子を、粒子径や密度によって区別する分級技術には、重力、慣性力、遠心力、静電気力を利用した様々なものが存在する<sup>(1)~(3)</sup>。代表的な高性能分級機としてバグフィルタ分級装置や電気集塵装置があげられる。しかし、バグフィルタ分級装置は、フィルタ上に粒子が堆積し続けると、圧力損失の増大や分級性能の低下が生じるため、定期的にメンテナンスが必要となる。また、電気集塵装置は、分級性能が粒子の電気抵抗に大きく依存し、さらに、装置も複雑である。その一方、空気の流れを利用した気流分級装置は、ハンドリング、メンテナンスの容易さから強く望まれており、現在幅広く用いられているサイクロン型気流分級装置に関して数多くの研究がなされている<sup>(4)(5)</sup>。しかしながら構造および分級機内の気流の流れが複雑であるという欠点を持つ。

ところで、二次元噴流を円柱などの曲壁面に沿って噴出させると噴流はコアンダ効果により壁面に付着して遠心力作用下に流下する。この状況は、微粉粒子を含む固気二相噴流においても同様で、その際、大きくて重い粒子は壁面の遠方を、小さくて軽い粒子は壁面近傍を流れるため微粉粒子の分級に使用することが考えられる。すなわちコアンダ効果を利用すると、流れが大きな速度を持ったまま小さな曲率で偏向されるため、粒子に大きな遠心力を作用させる事が出来る。またこの分級機は構造が非常に簡単で大量粒子を取り扱うことができる。さらに、遠心力が作用する方向に壁面のない構造とすることができるため付着性の強い粉体粒子を取り扱うことができる、流れのパスが短いため分級後の粉体の凝集を阻止することができる、などの特徴を有する。

本研究では、まず、コアンダ付着噴流の流動特性（速度・圧力分布、噴流の拡がり、はく離、など）に対する壁面曲率の影響を、円柱と長短径比（ $FR$ ）の異なる楕円流を使って実験的、数値解析的に検討した。

次いで、微粉粒子の分級について壁面の曲率が局所的に大きな楕円柱の分級性能を円柱（ $FR=1$ ）のそれと比較、検討した。さらに、ノズル出口の手前の流路を湾曲させ予め微粉粒子に遠心力を作用させる、すなわち予備旋回型の分級機を新に提案しその分級性能を検討した。



## － 主な記号 －

$b$	: ノズル幅
$C_p$	: 圧力係数 $[=2(p-p_\infty)/(\rho u_m^2)]$
$d_p$	: 粒子直径
$d_{pm}$	: 平均粒子直径
$D_{50}$	: 50%分離限界粒子径
$FR$	: 縦横比
$k$	: 乱流運動エネルギー $[=(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2]$
$LR$	: 質量比 (loading ratio)
$p$	: 圧力
$p_\infty$	: 大気圧
$Q$	: 流量
$Q_0$	: ノズル出口流量
$R$	: 曲率
$r$	: 曲率半径
$Re$	: レイノルズ数
$r_p$	: 粒子半径
$SI$	: 分級の鋭さ
$u$	: $x$ 方向の速度成分
$u_0$	: ノズル出口最大速度
$u_m$	: ノズル出口平均速度
$u_{max}$	: 最大速度
$u_p$	: 粒子速度
$u_i$	: 内側吸い込み速度
$u_o$	: 外側吸い込み速度
$u_s$	: 副噴流速度
$u'$	: $x$ 方向の変動速度成分
$y$	: 壁面から法線方向の距離

$y_{0.5}$	: 半値幅
$y_{\max}$	: 噴流最大速度の $y$ 方向位置
$\delta$	: 噴流幅
$\varepsilon$	: 乱流運動エネルギー散逸率
$\eta$	: 部分分級効率
$\theta$	: ノズル出口から主流方向の角度
$\mu$	: 粘性係数
$\rho_a$	: 空気の密度
$\rho_p$	: 粒子の密度
$\phi$	: 一般従属変数

上付添え字

—	: 時間平均値
'	: 変動値

下付添え字

$a$	: 空気
$p$	: 粒子

## コアンダ噴流と微粉粒子の分級

ノズルから噴出された噴流は周囲流体との大きな速度差と流体の持つ粘性の作用により、周囲流体を巻き込みながら拡散する（付図，参照）。その際、ノズル出口近傍の噴流（二次元）の一方だけに壁面を設置すると、流れ場が拘束され壁面と噴流の間に閉鎖空間が形成され、流体の速度勾配と粘性の作用により、その領域の圧力は大気圧より低い値となる。その結果、噴流は壁面側に押し曲げられ、壁面側に湾曲しながら付着して流れる。この現象を発見者 Henri Coanda に因んでコアンダ効果（Coanda effect）と言われる。また、噴流の出口あるいは下流の壁面が曲面をなしている場合でも、噴流は広範囲にわたって壁面表面に沿って湾曲して流れる。

現在、コアンダ効果は翼の揚力増幅装置や空調設備などで幅広く用いられている。コアンダ効果の研究はこれまでに多くみられるが、微粉粒子を含む固気二相噴流のコアンダ効果に関する研究はあまりみられない。

微粒子を含んだ固気二相コアンダ噴流を用いると、微粉粒子に大きな遠心力を作用させることが出来る。その結果粒径の小さな粒子は、流体の流れに追従するため壁面近傍を流体と共に流れるが、粒径の大きな粒子はその大きな遠心力のため、流体に追従することなく壁面から離れるように流れる。すなわち、この流れ場の下流にスプリッタを設けることにより微粉粒子の分級をおこなうことが可能となる。このコアンダ式分級機は、遠心力が作用する方向に壁面のない構造であるので付着性の強い粒子を取り扱え、短いパスで分級が可能のため、付着性の強い粒子においても有効である。また特に、構造が非常に簡単であるという大きな利点を持つ。

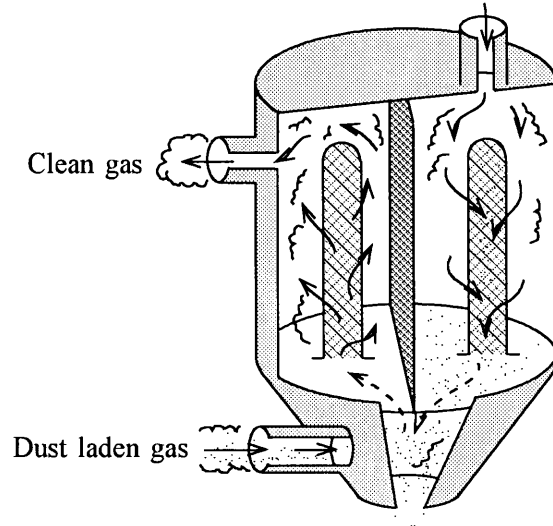
ここで比較のため、現在用いられている代表的な分級機を示す（付図，参照）<sup>(11)</sup>。

付図の(a)はバグフィルタ型集塵機であり、フィルタ表面で粒子を捕集する。高性能であるが圧力損失が大きく、フィルタ上に粒子が堆積するため定期的にメンテナンスが必要である。

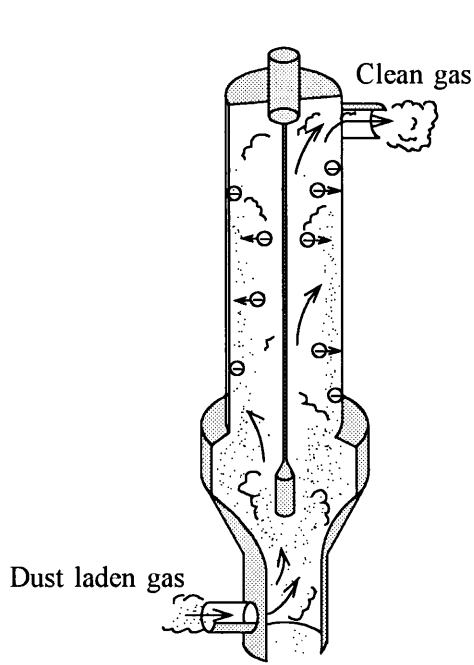
付図の(b)は電気集塵装置であり、粒子に電荷を与え、電気力で気流から粒子を分離する。圧力損失が少ないものの、粒子の電氣的性質に大きく依存し、また、構造も複雑である。

付図の(c)はサイクロン式分級機であり、粒子の働く遠心力によって粒子を分離する。現在幅広く用いられている気流分級装置の一つである。バグフィルタ型集塵機、電気

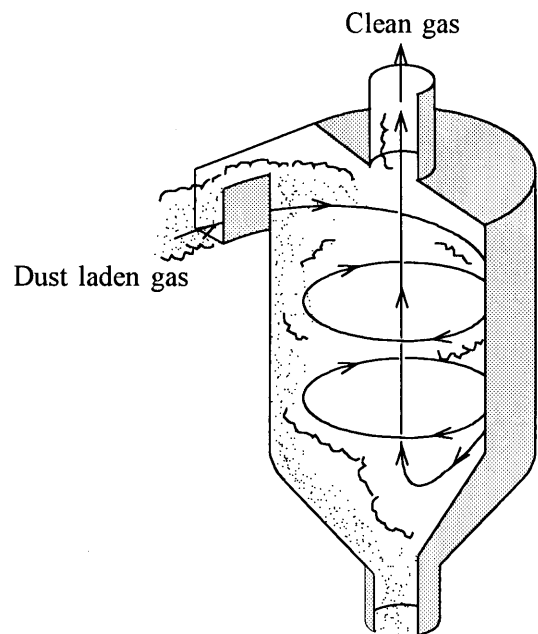
集塵装置と比較すると，簡単な構造をしているものの，分級精度，特に細かな粒子の分級は得意ではない．これらの分級装置と比較すると，コアンダ式分級機が簡易であることが明らかである．



(a) Bag filter

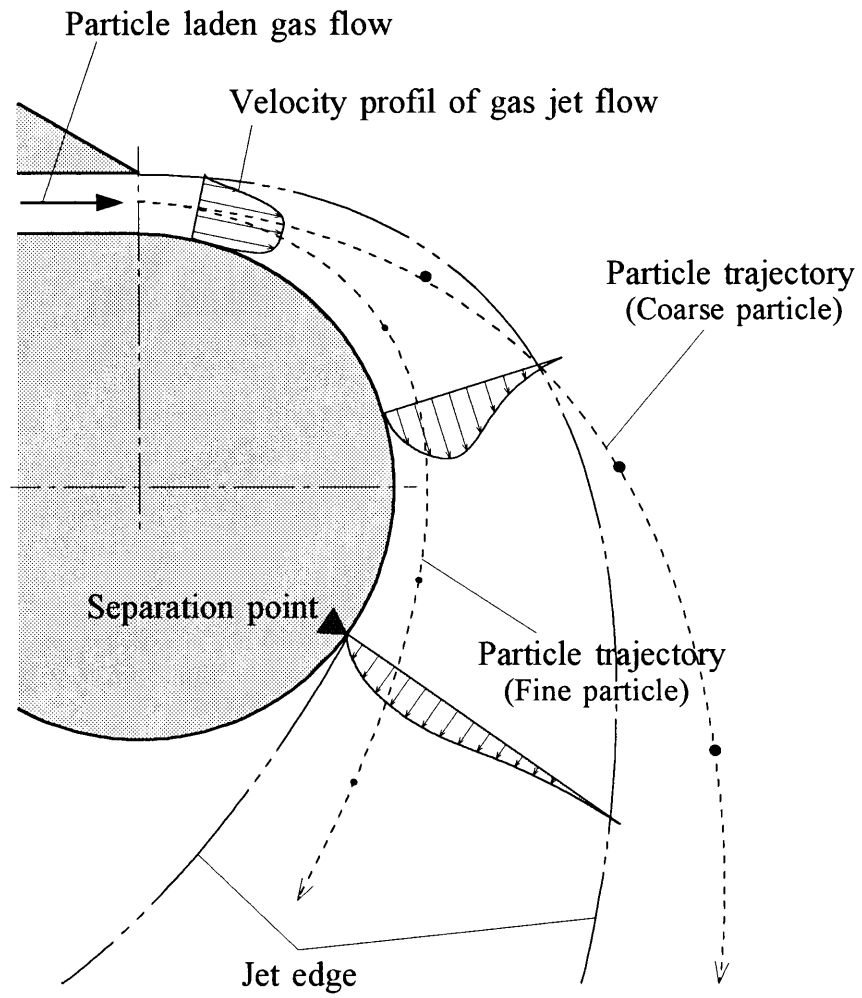


(b) Electrical dust collector



(c) Cyclone dust collector

### Typical classifier



Flow model of particle laden coanda jet flow

## 第 2 章 数値解析

本研究では、コアンド噴流について、空気単相流および微粉粒子の挙動を明らかにするため、質量保存則および、ナビエ・ストークス運動方程式を数値的に解くための汎用流体解析ソフト（CFD2000）を用いた。

数値解析目的は、空気単相コアンド噴流および微粉粒子の挙動を明らかにするとともに、分級精度、50%分離限界粒子径を求め実験結果と比較し、現象の一層の理解に供することである。また、実験で得ることが困難な粒子の飛行軌跡を理解するための手段としても使用した。

### 2.1 気相の挙動

#### 2.1.1 支配方程式

固気二相コアンド噴流の気相の運動に対して数値解析をおこなうため、速度や圧力などの物理現象の数学的記述について考える。これらの物理量を得るためには支配方程式として、連続の式(質量保存式)およびナビエ・ストークス方程式を考える必要がある。これら微分方程式を代数方程式で近似し、直接解くことによって、対象としている流れ場の諸量を求めることができる。

固定された微小体積内の連続式およびナビエ・ストークス方程式は、テンソル表示を用いて表すと、それぞれ以下の式のように表す。

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_a \bar{u}_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial (\rho_a \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_a \bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho_a \bar{u}_j 'u_i' \right\} + S \quad (2.2)$$

ここで、 $\rho_a$ は流体の局所密度、 $p$ は圧力、 $\mu$ は流体の粘性係数、 $S$ は運動量の生成項を示し、それぞれの変数の  $\bar{\quad}$  (オーバーバー)は時間平均値、 $'\quad'$  (アポストロフィ)は変動値を示している。

平均流に対する粘性応力  $\tau_{ij}$  とレイノルズ応力の働きの間に類似点が存在すると仮定すると、両応力はナビエ・ストークス方程式の右辺に現れ、ニュートンの粘性法則において粘性応力は流体要素の変形量  $e_{ij}$  に比例すると考えられる。

$$\tau_{ij} = \mu e_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.3)$$

等方性乱流を仮定すると、レイノルズ応力は平均の変形量と結びつけることができると 1877 年にブジネスク (Boussinesq) によって提案され、次式が得られる。

$$\tau_{ij} = -\rho_a \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial (\rho_a \overline{u_k})}{\partial x_k} \quad (2.4)$$

ここで  $\mu_t [\text{Pa} \cdot \text{s}]$  は乱流粘性もしくは渦粘性係数、 $\delta_{ij}$  はクロネッカーデルタを示し、 $i = j$  の場合  $\delta_{ij} = 1$ 、 $i \neq j$  の場合  $\delta_{ij} = 0$  を表す。

式(2.4)を式(2.2)に代入すると次式が得られる。

$$\frac{\partial (\rho_a \overline{u_i})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_a \overline{u_j u_i}) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \mu_t) \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \right\} + \overline{S} \quad (2.5)$$

これは層流拡散の粘性係数に乱流拡散の粘性係数  $\mu_t$  が付加されたものであるため、 $\mu_t = 0$  とすれば層流の流れに対しても適用できる。また、式(2.5)において、圧力  $p$  の時間平均値に  $\frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial (\rho_a \overline{u_k})}{\partial x_k}$  を加えたものを再度  $\overline{p}$  と定義する。

乱流運動エネルギー  $k$  と乱流散逸率  $\varepsilon$  は、微小体積要素に分割された流れ場の各位置で次の輸送方程式を用いる。

$$\frac{\partial (\rho_a k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_a \overline{u_j k}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu + \mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \rho_a \mu_t \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \rho_a \varepsilon + \overline{S_k} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial (\rho_a \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_a \overline{u_j \varepsilon}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho_a \frac{\mu + \mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \rho_a \mu_t \frac{\varepsilon}{k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - C_{2\varepsilon} \rho_a \frac{\varepsilon^2}{k} + \overline{S_\varepsilon} \quad (2.7)$$

ここで、 $\overline{S_k}$ 、 $\overline{S_\varepsilon}$  は乱流運動エネルギーと乱流散逸率の生成・吸収項を表し、また、5つの補正無次元定数  $C_\mu$ 、 $\sigma_k$ 、 $\sigma_\varepsilon$ 、 $C_{1\varepsilon}$ 、 $C_{2\varepsilon}$  を含んでおり、標準  $k$ - $\varepsilon$  モデルでは広範囲な乱流に対して妥当な次の値を利用する。

$$C_\mu = 0.09; \quad \sigma_k = 1.00; \quad \sigma_\varepsilon = 1.30; \quad C_{1\varepsilon} = 1.44; \quad C_{2\varepsilon} = 1.92$$

### 2.1.2 一般形保存式

前節で示した保存式が本計算で扱う偏微分方程式を構成している．原理的にはこれらの各方程式を別々に離散化し，それぞれの解を求めればよい．しかし，連続式およびナビエ・ストークス方程式の形に注目すると，いずれもその特徴が良くわかるようにテンソル表示を用いて表されたものであるが，左辺で書かれた2項は非常に良く似た形をしており，また，右辺第1項は係数が変わるだけで本質的な形は同じである．そこで，一般的な従属変数に対して $\phi$ という記号を当てると，これらの共通の形式は次式で表される．

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + \bar{S}_\phi \quad (2.8)$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} \Gamma = \nu + \nu_t, & S = 0 \\ \Gamma = \nu + \nu_t, & S = \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \Gamma \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + F_x, \quad (\phi = u_x) \\ \Gamma = \nu + \nu_t, & S = \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \Gamma \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + F_y, \quad (\phi = u_y) \\ \Gamma = \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k}, & S = G - \varepsilon, \quad (\phi = k) \\ \Gamma = \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}, & S = C_1 \frac{\varepsilon}{k} G - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (\phi = \varepsilon) \end{array} \right.$$

但し

$$C_1, C_2 \text{ 経験常数, } G = \nu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}.$$

### 2.1.3 支配方程式の離散化

一般形保存式(2.8)を個々のセルの体積 $V$ にわたる積分にガウスの定理を適用すると，個々の項の積分式は次のように表される．

非定常項（左辺第一項）：

$$T = \iiint_V \frac{\partial \rho_a \phi}{\partial t} dV = V (\phi^{new} - \phi^{old}) / \Delta t \quad (2.9)$$

対流項（左辺第二項）：



$$C = \iiint_V (\nabla(\rho_a \bar{u} \phi)) dV = \iint_S (\rho_a \bar{u} \phi) dA = \sum_{allface} \rho_a \bar{u} \phi \cdot A \quad (2.10)$$

拡散項（右辺第一項）：

$$D = \iiint_V (\nabla(\Gamma \nabla \phi)) dV = \iint_A (\Gamma \nabla \phi) dA = \sum_{allface} (\Gamma \nabla \phi \cdot A) \quad (2.11)$$

生成項（右辺第二項）：

$$S = \iiint_V S_\phi dV = VC_\phi(\phi_0 - \phi) \quad (2.12)$$

ここで、 $\phi^{old}$ 、 $\phi^{new}$  は二つの時刻における任意の物理量の値を、 $dA$  はセル面の微小面積要素を示している。また、 $C_\phi$  はソース線形化係数を、 $\phi_0$  は定数を示している。

#### 2.1.4 離散化方程式の解法

有限体積法に基づいて支配方程式を離散化すると一組の連立一次方程式が得られるが、2次元で考慮しても、そのサイズは極めて大きくなる。しかし、計算には隣り合うセル間の関係だけが必要になるため大部分の係数はゼロとなり優対角な疎行列になる。そこで、各方向に三重対角な方程式について非常に効率よく解くことのできるADI (Alternating Direction Implicit Method) 法でおこなった。ADI法は、半繰返し法の一つで、各時刻において一つの座標軸についてのみ完全陰解 [TDMA (Tri-Dynamics Matrix Algorithm)] を使用し、他の方向についてはその要求を緩和して方程式を解く。また、CFD2000ではすべての速度成分を計算セルの中心点に定義するコロケート格子を採用している。コロケート格子は他の格子（例えば、スタaggerド格子）と比較すると、メモリーが大幅に節約できることに特徴があるが、欠点として、隣接するコントロール・ボリュームの速度場のカップリングが弱くなることが挙げられる。

圧力場の解法としてはPISOアルゴリズムを用いた。この方法は陰的圧力帰着解法の一つで、離散化した運動量保存式と圧力帰着連続式とに予測子・修正子法を交互に適用して各時間ステップごとの解を求める。これは他の方法（例えばSIMPLE法<sup>(12)</sup>）と比べ確かな利点を持っている。繰返し法やブロック法に頼らずに、各時間ステップごとに数回のステップで質量と運動量のバランスを保ちながら時間について精度の高い解を得ることができる。

上記の手法を用い、曲壁面に沿って流れる噴流の流れ解析をおこなった。

## 2.2 単一球形粒子の運動方程式

実験では粒子は様々な形状を持つが、本計算においては完全球形と仮定する。単一球形粒子の挙動を表す運動方程式は次式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{du_{p,i}}{dt} = & \frac{\pi}{8} d_p^2 \rho_a C_D |u_{p,i} - u_i| (u_{p,i} - u_i) - \frac{\pi}{6} d_p^3 \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_a \left( \frac{du_i}{dt} - \frac{du_{p,i}}{dt} \right) \\ & + \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho_a \mu} \int_{t_0}^t d\tau \frac{du_i - du_{p,i}}{\sqrt{t - \tau}} + \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_a F_{b,i} \end{aligned} \quad (2.13)$$

ここで、右辺はそれぞれ抗力、圧力勾配力、仮想質量力、非一様流れ効果の Basset 項、および重力などの体積力を表す。また、 $d_p$  は粒子の直径、 $\rho_p$  は粒子の密度、 $C_D$  は抵抗係数、 $\tau$  は粒子の緩和時間、 $F_{b,i}$  は粒子の単位質量あたりの体積力を表す。

一般に、粒子の運動は抗力と重力に支配されるので、式(2.13)中の圧力勾配力、仮想質量力および Basset 力などに関する項は無視し次式で近似する。

$$\frac{du_{p,i}}{dt} = \frac{\overline{u_i} + u_i' - u_{p,i}}{\tau} + F_{b,i} \quad (2.14)$$

ここで、粒子の緩和時間である  $\tau$  は次式で定義される。

$$\frac{1}{\tau} = \frac{3}{4} \frac{\rho_a}{\rho_p d_p} C_D |\overline{u_i} + u_i' - u_{p,i}| \quad (2.15)$$

また、抵抗係数  $C_D$  は以下の式で表される。

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}_p} \left( 1 + \frac{1}{6} \text{Re}_p^{\frac{2}{3}} \right) & (\text{Re}_p \leq 10000) \\ 0.424 & (\text{Re}_p > 10000) \end{cases} \quad (2.16)$$

ここで、 $\text{Re}_p$  は粒子レイノルズ数を表し、以下の式で定義される。

$$\text{Re}_p = \frac{|\overline{u_i} + u_i' - u_{p,i}| \rho_a d_p}{\mu} \quad (2.17)$$

モデル化する方法にはオイラー法とラグランジュ法の二つがある．CFD の二相流の数値シミュレーションでは，オイラー的流体とラグランジュ的粒子が結合した流れ計算をおこなう．粒子を乱流あるいは層流の連続流体と相互作用する離散的実体として取り扱い，個々の軌跡を計算する方法であり，本計算ではこの方法を採用し，流れ場を移動する単一球形粒子の挙動解析をおこなった．

## 第 3 章 コアンダ噴流と微粉粒子の気流分級

### I コアンダ噴流に対する壁面曲率の影響

はじめに，曲率が一定である  $FR=1$  の形状において，最適な運転条件を見いだす．そして，その運転条件の下で，ノズルから噴出された流体が付着する壁面の曲率が及ぼす影響を検討する．

#### 1 空気単相（気相）噴流（実験的解析）

##### 1.1 曲壁面の詳細

図 I .1 に本実験において採用した曲壁面の詳細を示す．基本の形状として，縦横比（ $FR$ ）が 1 である直径が 80mm の円柱を用いる．また，壁面曲率の影響を検討するため， $FR=1.25$ ，1.5 の楕円柱を用いる．それぞれの楕円柱の短軸は 80mm であり，長軸が 100，120mm である．なおそれぞれの壁面の曲率は以下の式で与えられ，図 I .2 にノズル出口を  $0^\circ$  としたときの曲率の変化の様子を示す．

$$R = \frac{ab}{\left(a^2 \sin^2 \theta + b^2 \cos^2 \theta\right)^{2/3}} = \frac{1}{r} \quad (\text{I -1})$$

ここで  $R$  は曲率， $r$  は曲率半径， $a$ ， $b$  はそれぞれ長軸，短軸の長さである．

$FR=1$  が曲率が一定であるのに対して， $FR=1.25$  と 1.5 のものは  $0^\circ$  付近では  $FR=1$  より小さな曲率をもち， $90^\circ$  で最大を迎え，その値は  $FR=1$  より大きなものとなる．なお曲率は  $90^\circ$  を軸に左右対称となる．なお，それぞれの測定断面において，ノズル出口から円柱壁面に沿う距離  $x$ （円弧の長さ）は  $FR$  により違いが生じるので，その差を評価するため，形状の違いによる円弧の長さを表 1 に示す．

##### 1.2 実験装置

図 I .3 に空気単層における実験装置の概略図を示す．エアフィルタ①を通過した空気はブロワ②によって送られ，冷却器④，バルブ⑥を経てノズルから静止大気中に噴出される．空気の流量はインバータ③と傾斜管マノメータ⑤によって調節される．速度  $u$  と乱れ  $u'$  を測定するための熱線流速計の I 型プローブ⑦は，トラバース装置⑧に設置されている．また，円柱壁面圧力の測定はゲッチングン型マノメータ⑩を用いて

測定した。

### 1.3 実験条件と座標系

実験はノズル出口平均流速  $u_m$  を 40m/s 一定としておこない、曲壁面を 1.1 節で示した 3 つの形状に変化させ評価をおこなった。

図 I .4 に本実験において用いた  $FR=1$  の場合の座標系を示す。ノズル出口から壁面に沿う距離を  $x$ ，その角度を  $\theta$ ，曲壁面から法線方向を  $y$  とする。また，ノズル幅を  $b=4\text{mm}$ ，ノズル出口平均流速を  $u_m$  とし，各断面における最大速度を  $u_{\max}$ ，その  $y$  方向距離を  $y_{\max}$ ，半値幅を  $y_{0.5}$  とする。なお， $FR=1.25$ ， $1.5$  の場合の座標系において， $y$  方向は中心からの角度  $\theta$  をもつ直線ではなく，壁面に対して垂直となるようにとった [図 I .4(b)参照]。その他記号は円柱の場合と同じである。なお測定断面は， $\theta =5, 15, 30, 60, 90, 105, 120, 150^\circ$  である。

### 1.4 速度，乱れ分布の測定

円柱壁面接線方向の速度  $u$  と乱れ  $u'$  の測定は，日本カノマックス製の熱線流速計 IHW-100 と I 型プローブ（センサ間隔：2mm，熱線： $5\mu\text{m}$  のタングステン線）を用いた。流路中心高さにおけるノズル先端からの角度  $\theta =5, 15, 30, 60, 90, 105, 120, 150^\circ$  を測定位置とし，トラバース装置に設置された I 型プローブを壁面から  $y$  方向に移動させて測定した。速度  $u$  と乱れ  $u'$  は共に，熱線流速計からの出力を計算機で演算処理し（2 秒間に 1024 個のサンプリングし，その時間平均を求めた），それぞれの数値を得た。

### 1.5 圧力分布，はく離位置の測定

円柱壁面上の圧力分布は，円柱壁面上にノズル出口から  $5^\circ$  間隔で  $\theta =180^\circ$  まで設けられた静圧孔よりゲッチング型マノメータを用いて測定した。

はく離点の測定には絹糸を用い，絹糸を流路中心高さ，かつ主ノズル出口直後に設置し，絹糸が壁面から離れる位置をはく離点とした。

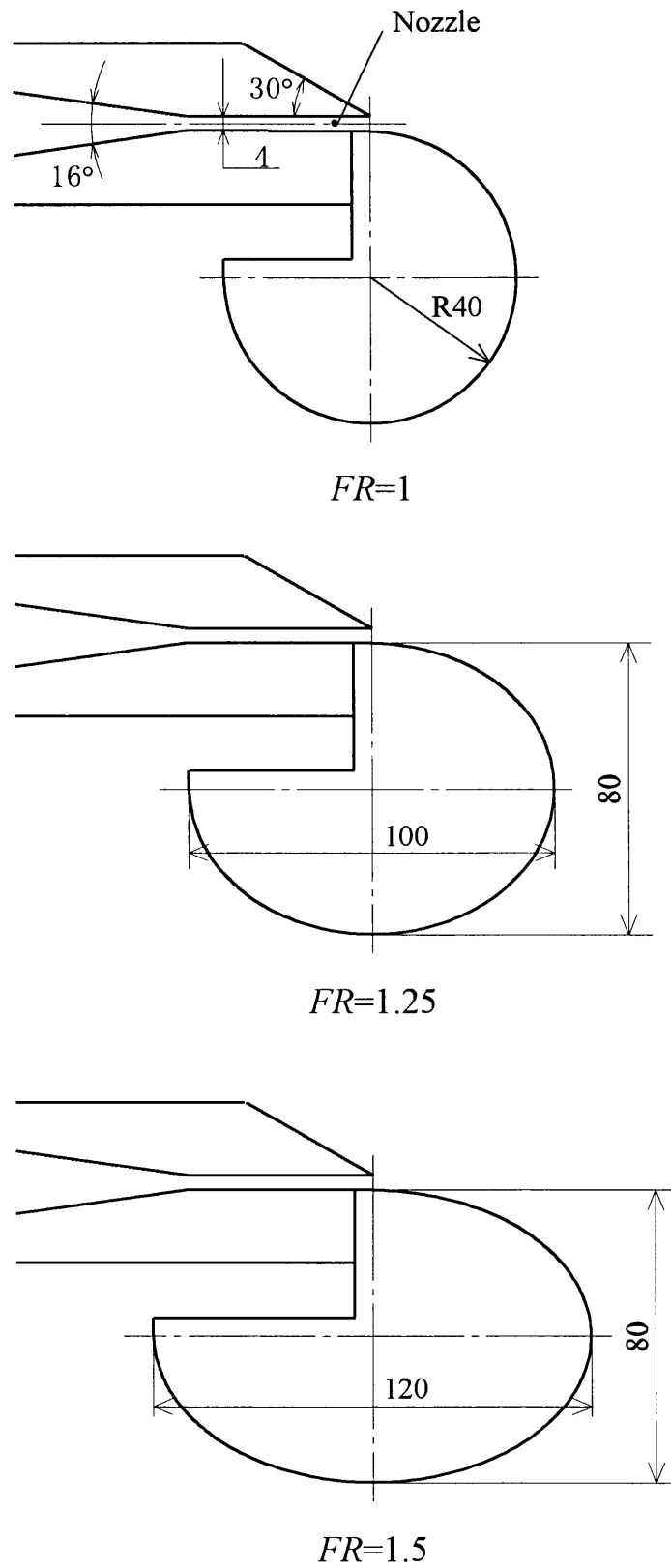


Fig. I .1 Dtails of convex surfaces (for single phase air jet flow)

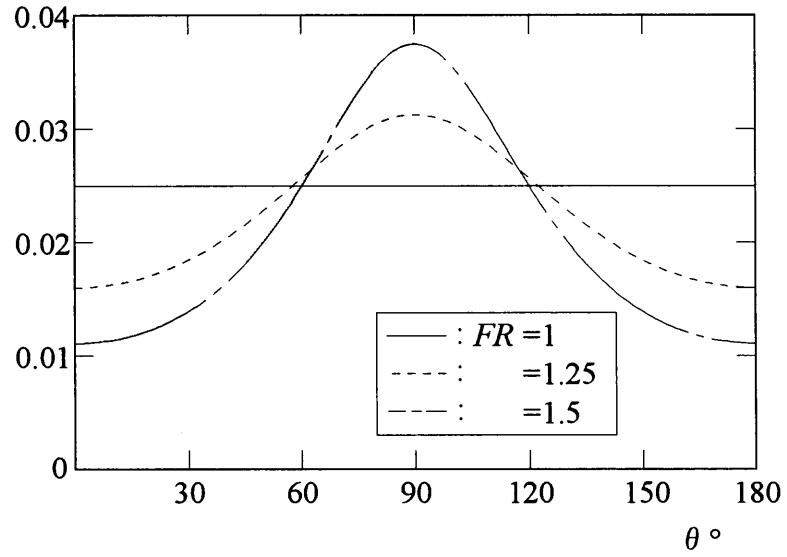
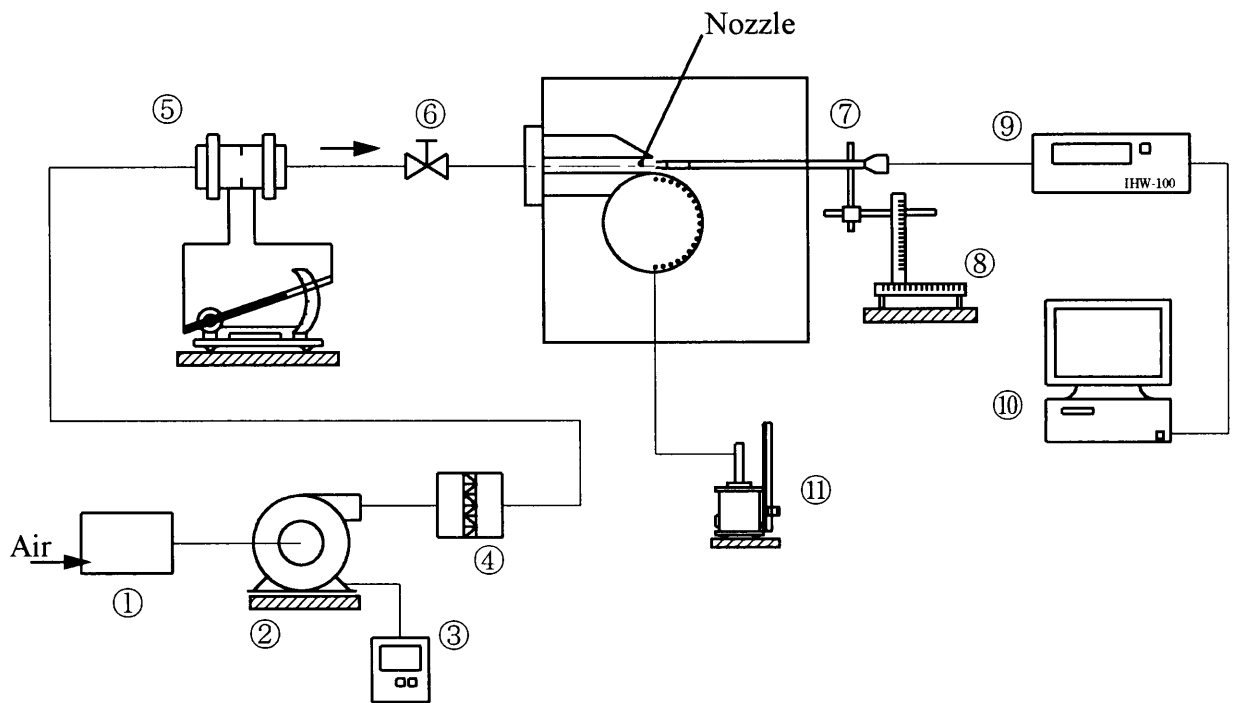


Fig. I .2 Radius curvature

Table 1 Arc lenght

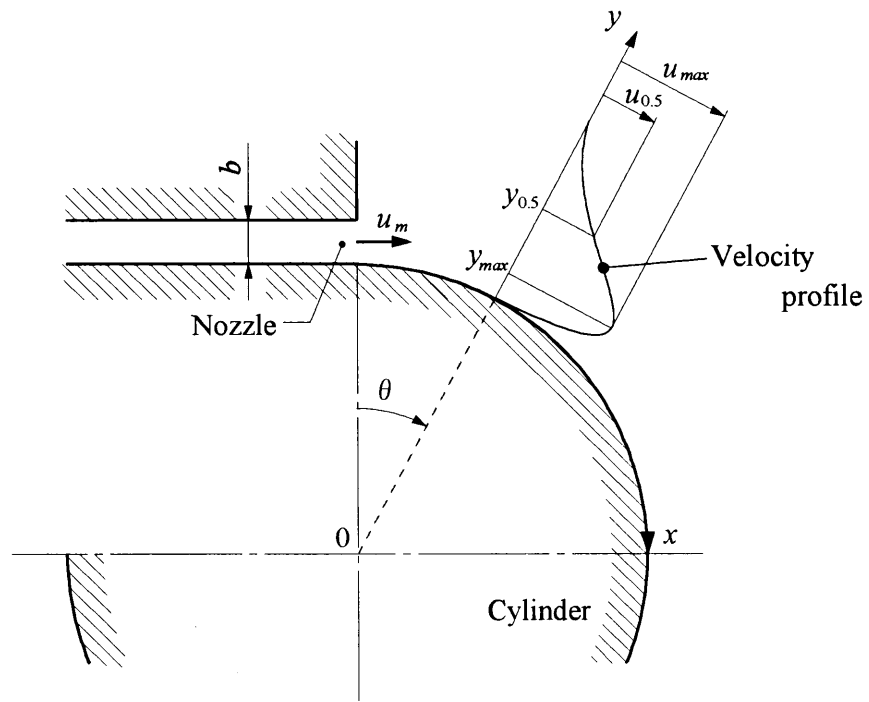
Mesurement point , $\theta^\circ$	Arc length, xmm		
	$FR=1$	$FR=1.25$	$FR=1.5$
5	3.49	3.49	3.49
15	10.47	10.53	10.57
30	20.94	21.40	21.77
60	41.89	45.07	48.24
90	62.83	70.90	79.33
105	73.30	83.96	95.06
120	83.78	96.74	110.41
150	104.72	120.41	136.88



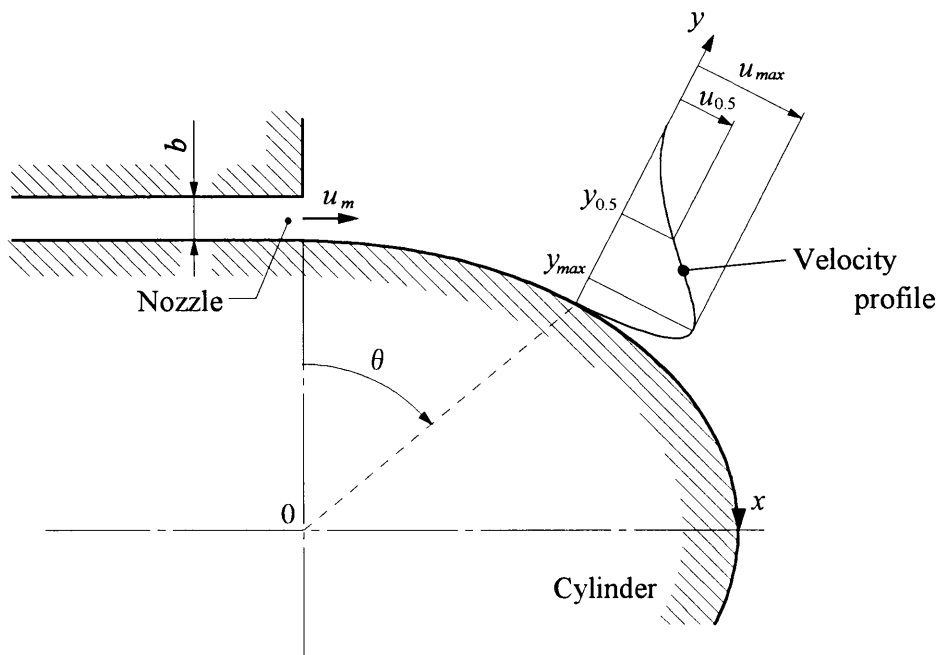
- |              |                                    |                             |
|--------------|------------------------------------|-----------------------------|
| ① Air filter | ⑤ Inclined liquid column manometer | ⑧ Traverse device           |
| ② Blower     | ⑥ Valve                            | ⑨ Hot-wire anemometer       |
| ③ Inverter   | ⑦ Hot wire sensor, single-probe    | ⑩ Computer                  |
| ④ Cooler     |                                    | ⑪ Goettingen-type manometer |

Fig. I .3 Experimental set-up (for single phase air jet flow)





(a) Circular cylinder



(b) Elliptic cylinder

Fig. I .4 Coordinate system

## 2 結果と考察

### 2.1 空気単層（気相）噴流の流動特性

#### (1) ノズル出口における速度，乱れ分布

図 I .5 にノズル出口 ( $x/b=0$ ) における速度と乱れの分布を示す．いずれの曲壁面の形状においても分布形状に違いが見られなかったので,  $FR=1$  の場合のみの結果を示す．なお縦軸は壁面法線方向  $y/b$  であり，横軸には速度  $u/u_0$  と乱れ  $u'/u_0$  ( $u'$ =r.m.s 値) をともに示す．

速度分布は境界層の薄く，ほぼ矩形形状の分布であるが，壁面で上は圧力が低下するため，中心で対称の分布形ではなく，壁面方向に押しつけられるような非対称な分布形になる．また，乱れの分布はノズル外縁で大きく，ノズル中心近傍では一定の低い値を示す．これらはノズル出口では流れが十分に発達した流れではなく，ポテンシャルコア領域が存在していることを意味する．

#### (2) 壁面接線方向速度分布

図 I .6 に流れ方向各断面での速度分布を示す．縦軸には法線方向距離  $y/b$  を示し，横軸は速度をノズル出口平均速度で無次元化した  $u/u_m$  で示す．

$\theta < 60^\circ$  までは，どの形状においても速度分布に大きな違いがみられないが， $\theta$  が  $90^\circ$  を越えると， $FR$  が大きな形状ほど早く減衰しており，分布形状に差が見られるようになる．表 1 に示したように， $FR$  が大きくなれば同じ測定位置でも円弧の長さ  $x$  も長くなる．そのため， $FR$  が大きくなれば速度が早く減衰して当然といえる．しかしながら， $\theta = 60^\circ$  の測定点において， $FR=1$  と 1.5 の円弧の長さを比較すると，6.35mm の差が生じている．それにも関わらず速度分布の形状に大きな差が見られない．その一方で， $FR=1.25$  と 1.5 において最大曲率を迎える  $\theta = 90^\circ$  から速度分布に差が生じており，その差は最大曲率の大きい  $FR=1.5$  の方が顕著である．すなわち，円弧の長さ  $x$  だけでなく，壁面曲率の形状が及ぼす遠心力も作用していると言える．

次に，図 I .7 に速度の相似性を示す．法線方向距離は半値幅  $y_{0.5}$ ，速度はそれぞれの位置における最大速度  $u_{\max}$  で無次元化をしている，

図中の実線は，平板を流れる二次元平面壁面噴流に関する Verhoff の実験式<sup>(13)</sup>から得られたものであり，以下の式で表される：

$$\frac{u}{u_m} = 1.48\eta^{1/7} \{1 - \text{erf}(0.68\eta)\} \quad (\text{I}-2)$$

ここで  $\text{erf}$  は誤差関数であり， $\eta = y/\delta$  である．

全ての形状において  $\theta = 5, 15^\circ$  では相似性を示しておらず，この測定位置において流れはまだポテンシャルコア領域である． $\theta \geq 30^\circ$  では概ね相似性を示す．しかし， $FR=1$  における壁面近傍付近の詳細④をみると， $\theta \geq 30^\circ$  における分布形状は，式(I-2)によって与えられる二次元平面壁面噴流の曲線より，わずかに  $y$  方向に遷移していることが確認できる．すなわち，前節において記述した，速度場への遠心力の影響は明かである．また，はく離後の  $\theta = 150^\circ$  における速度分布は  $FR$  が大きな形状ほど，その最大速度の位置が  $y$  方向へ遷移しており，二次元平面壁面噴流の曲線から大きくことなった結果となっている．

### (3) 壁面接線方向乱れ分布

図 I .8 に壁面接線方向の乱れ分布を示す．縦軸には法線方向距離  $y/b$  を示し，乱れをノズル出口平均速度で無次元化した  $u'/u_m$  で示す．

どの形状においても，壁面近傍と，噴流外縁の乱れが大きくなる．その後，乱れの小さいコア領域は減少し，その分布形状は緩やかになる．しかしながら，下流域において，全体の乱れより，壁面近傍の乱れのが高くなる．これは，はく離した流れの後に現れる循環領域のためである．

### (4) 最大速度の減衰と位置

図 I .9 に最大速度の減衰の様子を示す．図 I .9(a)は横軸に円弧の長さ  $x$  をノズル幅  $b$  で無次元化した値で示した．図中の実線は，二次元平面壁面噴流における最大速度の減衰を表す実験式<sup>(14)</sup>であり，以下の式で与えられる：

$$u_{\max}/u_m = 3.5(b/x)^{1/2} \quad (x/b < 100) \quad (\text{I}-3)$$

本実験において得られた結果は，二次元平面壁面噴流の様子と大きく異なっており，その減衰の様子は曲面形状によらず，概ね円弧の長さに比例して減衰しているように見える ( $u_{\max}/u_m = -0.006x/b + 1.07$ )．しかし，4点目の測定点に注目すると，最も形状

が平面に近い形状 ( $FR=1.5$ ) ほどその値はわずかながら平面に近づいていることが分かる。この測定点以降は曲率の逆転 (楕円柱の方が円柱より曲率が大きくなる)、はく離が起こるため、 $FR$  の値が大きい形状ほど二次元平面壁面噴流の曲線に近づくというわけではない。

そこで、図 I .9(b)に壁面曲率の影響をより詳細に調べるため、最大速度の減衰を  $\theta$  を用いて示す。全ての形状が  $30^\circ$  付近まで速度一定のポテンシャルコア領域を持ち、その後急激に減衰する。その減衰の様子は、 $FR=1.5$  と  $1.25$  の曲率が  $FR=1$  の曲率よりも大きくなる  $\theta=60^\circ$  を境に、最大曲率の大きな形状ほど減衰の割合が大きい。

次に、図 I .10 に最大速度位置 (境界層厚さ)  $y_{\max}/b$  の下流方向への変化を示す。境界層は非常に薄く、はく離が起こるまで形状により大きな違いが見られない。最大速度は曲率の影響がみられるが、最大速度位置は、はく離位置に大きく依存しているといえる。 $\theta=90^\circ$  以降の様子は、曲率の大きい形状ほど、最大速度位置は壁面から遠ざかる。

#### (5) 半値幅

図 I .11(a)に曲壁面に沿った距離  $x/b$  に対する半値幅の変化を示す。図中の実線は、D.J.Wilson and R.J.Goldstein<sup>(15)</sup>によって求められた曲率半径が一定の場合における半値幅の実験式を示す：

$$\frac{y_{0.5}}{b} = 0.079 \left( \frac{x}{b} + 6 \right) \left[ 1 + 2.96 \left( \frac{y_{0.5}}{R} \right) - 0.156 \left( \frac{y_{0.5}}{R} \right)^2 \right] \quad (I - 4)$$

曲率が一定の  $FR=1$  の場合は、式 (I -4)とよい一致を示す。しかし、 $FR=1.25$ ,  $1.5$  の形状の場合、 $FR=1$  の場合より、平面形状に近い位置までは、半値幅は曲率が一定の  $FR=1$  より小さな値となる。しかし、最大曲率を迎えた後、その半値幅は  $FR=1$  のものより大きくなる。この傾向は  $\theta$  の関数として表すことでより明らかに確認することが出来る [図 I .11(b)]。

#### (6) 巻き込み流量と噴流幅

図 I .12(a)に曲壁面に沿った距離  $x/b$  に対する巻き込み流量の変化を示す。図中の実線は、N.Rajaratnam<sup>(16)</sup>によって導かれた二次元壁面噴流の流量を示す式であり、以下

の式で与えられる：

$$\frac{Q}{Q_0} = 1 + 0.04 \left( \frac{x}{b} \right) + 0.0046 \left( \frac{x}{b} \right)^{0.8} \quad (I-5)$$

ここで  $Q_0$  はノズル出口流量である。

どの形状においても、 $x/b < 20$  までは二次元壁面噴流とおよそ等しい値を示す。すなわち、 $x/b$  が小さいとき、湾曲した壁面と二次元壁面噴流の巻き込み量には大きな違いがない。

次に、図 I.12(b) に曲率の影響を調べるため、巻き込み流量を  $\theta$  を用いて示す。どの形状においても  $\theta = 90^\circ$  までに違いは見られない。しかし、 $90^\circ$  以降の巻き込み流量は形状によって大きく異なる。

ここで  $\theta = 90^\circ$  の点に注目すると、流量に差が見られない。しかし前述したように [2.1(4)節]、 $\theta = 90^\circ$  における最大速度は、 $FR$  が大きな形状ほど小さい。流量  $Q$  は、速度と噴流幅に依存する ( $Q = \int_0^\delta u dy$ )。速度が減少しているにもかかわらず、流量に変化が見られないのは、噴流幅増加したためだと推測できる。

そこで、図 I.13 に噴流幅  $\delta/b$  を示す。噴流幅は、 $\theta \leq 60^\circ$  までは形状による違いはなく、 $\theta = 90^\circ$  から形状による違いが見られ、 $FR$  が大きな形状ほど噴流幅の広がり大きい。すなわち、 $\theta = 90^\circ$  において形状による速度差があったにも関わらず速度流量に変化が見られたのは、噴流幅も形状によって広がり様子が異なっていたためであることが確認できる。

## (7) 圧力分布

図 I.14 に曲壁面中心軸上の圧力分布を示す。どの形状においても負圧を示すが、 $FR=1$  の場合は、ノズル出口直後から緩やかに大気圧 ( $C_p=0$ ) に回復し、 $\theta = 120^\circ$  近傍からその勾配を大きくする。それに対して、 $FR=1.25$ ,  $1.5$  の形状の場合、ノズル出口直後から壁面圧力を低下させ、 $\theta = 90^\circ$  で最小値を示した後、大気圧へと漸近する。なお、この傾向は  $FR=1.25$  より、 $FR=1.5$  の方が顕著である。

ここで、図 I.15 に曲率半径 ( $R=1/r$ ) を示す。半径方向の圧力勾配と流体の慣性の関係は以下の式で表される<sup>(7)</sup>：

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\rho u^2}{r} \quad (1-6)$$

すなわち、曲率が大きくなると壁面の圧力は低下し、曲率が小さくなると壁面の圧力は増加する。そのため、その分布形状は、曲率の逆数である曲率半径の分布形状と類似性を示す。

#### (8) はく離位置

はく離位置は、およそ  $FR=1$  では  $\theta = 120^\circ$  ,  $FR=1.25$  では  $\theta = 110^\circ$  ,  $FR=1.5$  では  $\theta = 100^\circ$  であった。はく離は、壁面近傍に形成される逆圧力勾配によって、境界層内の流れは圧力による力と粘性による力にこうして流れるので、運動エネルギーを失い停止し、上流側の圧力が低いため逆流を生じ、上流からの境界層の流れは物体表面からはがれる。しかし、曲壁面を持つ流れでは、圧力、粘性力に加え遠心力が作用する。そのため、壁面に沿う距離だけに依存せず、曲率半径もまた、はく離点に影響を及ぼす。

#### (9) まとめ

壁面接線方向速度分布、最大速度、噴流幅は  $\theta = 60^\circ$  までおよそ一定の値を示し、 $\theta = 90^\circ$  から形状による違いが見られるのに対して、最大速度位置(境界層厚さ)、半値幅、巻き込み流量は  $\theta = 90^\circ$  までそれぞれの形状で等しい値を示し、それ以降の流れに違いが生じる。これらの結果は以下のことを意味している。

流体要素に作用する遠心力 ( $F = mR\omega^2$ ) は壁面曲率に大きく依存し、壁面近傍の流体は曲率半径が小さくなり作用する遠心力も小さくなる。そのため、最大速度位置(境界層厚さ)、半値幅は  $\theta = 90^\circ$  まで違いが見られない。その一方で、遠心力は曲率半径に壁面から遠い位置にある流体要素には大きく影響を与え、噴流幅は壁面曲率の違いにより差が生じる。そして噴流幅が広がることにより最大速度の減衰を引き起こす。すなわち、壁面曲率の影響は、壁面近傍の流体にはあまり作用せず、壁面から遠い位置にある流体に大きく影響をあたえることがわかる。

また、圧力分布は、 $\theta = 90^\circ$  で最小値をとり、曲率半径の分布形状と類似した傾向を示す。

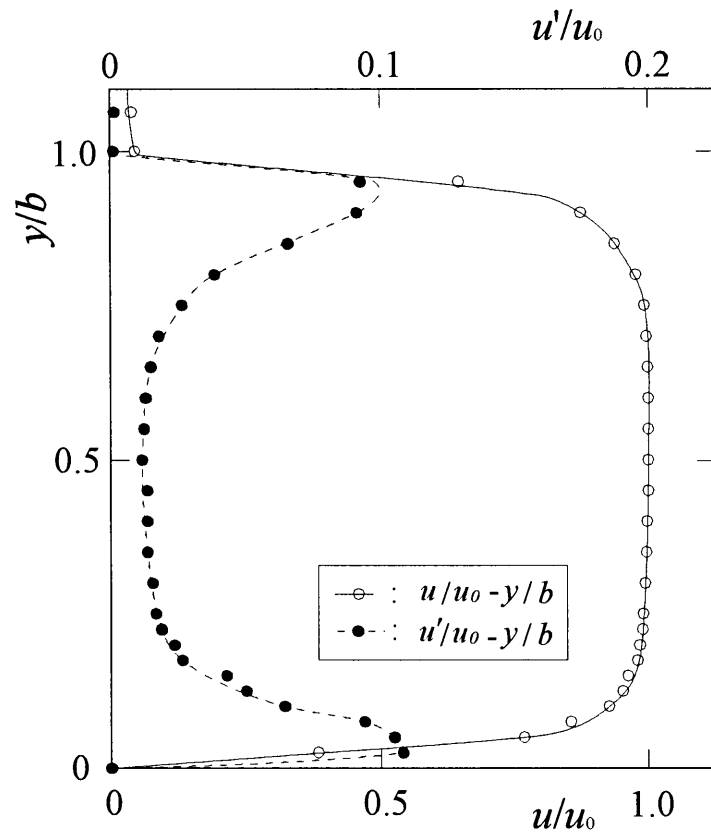


Fig. I .5 Mean velocity and turbulent intensity at nozzle exit  
( $u_m=40\text{m/s}$  ,  $\text{Re} \doteq 10500$ )

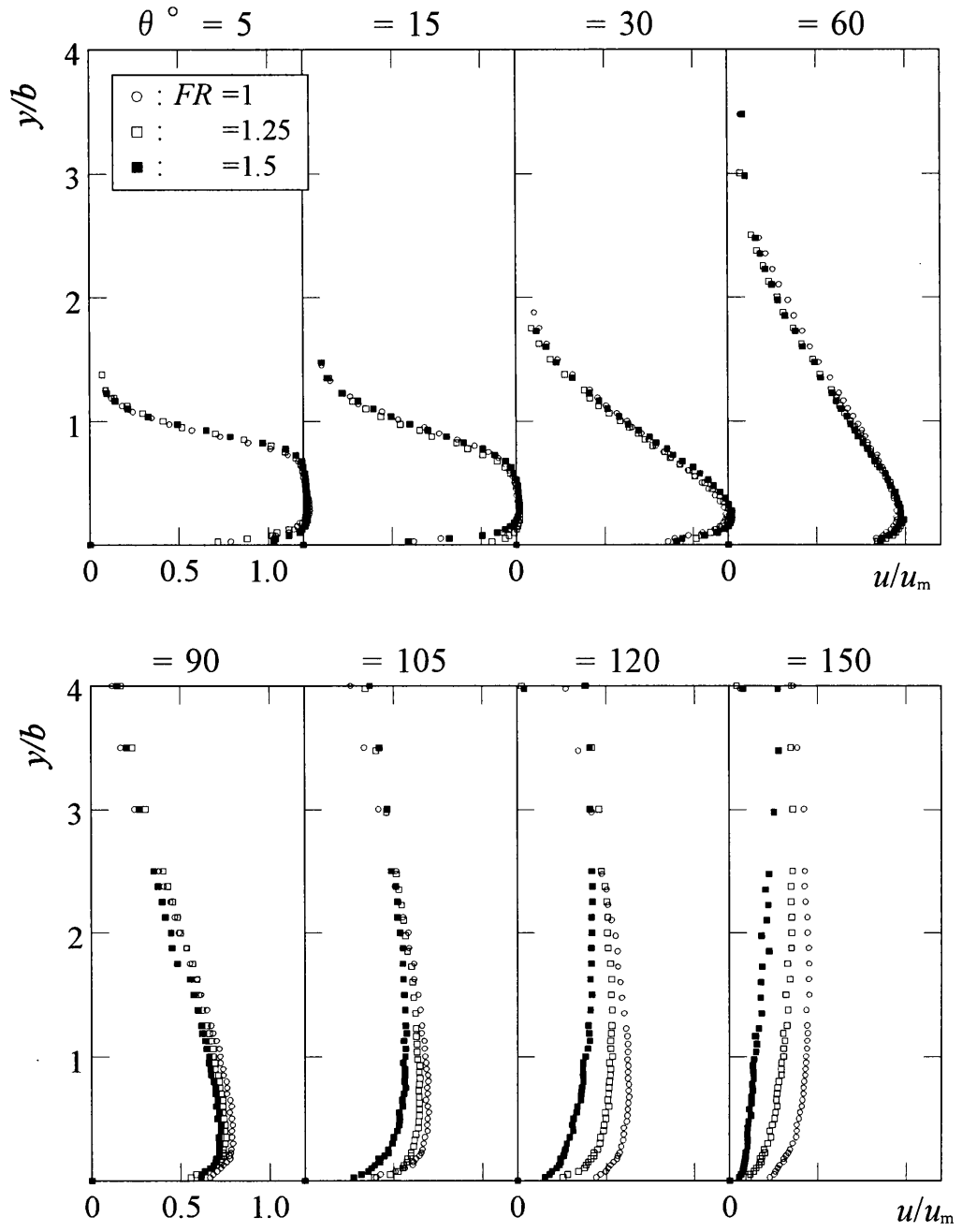


Fig. I .6 Velocity distribution



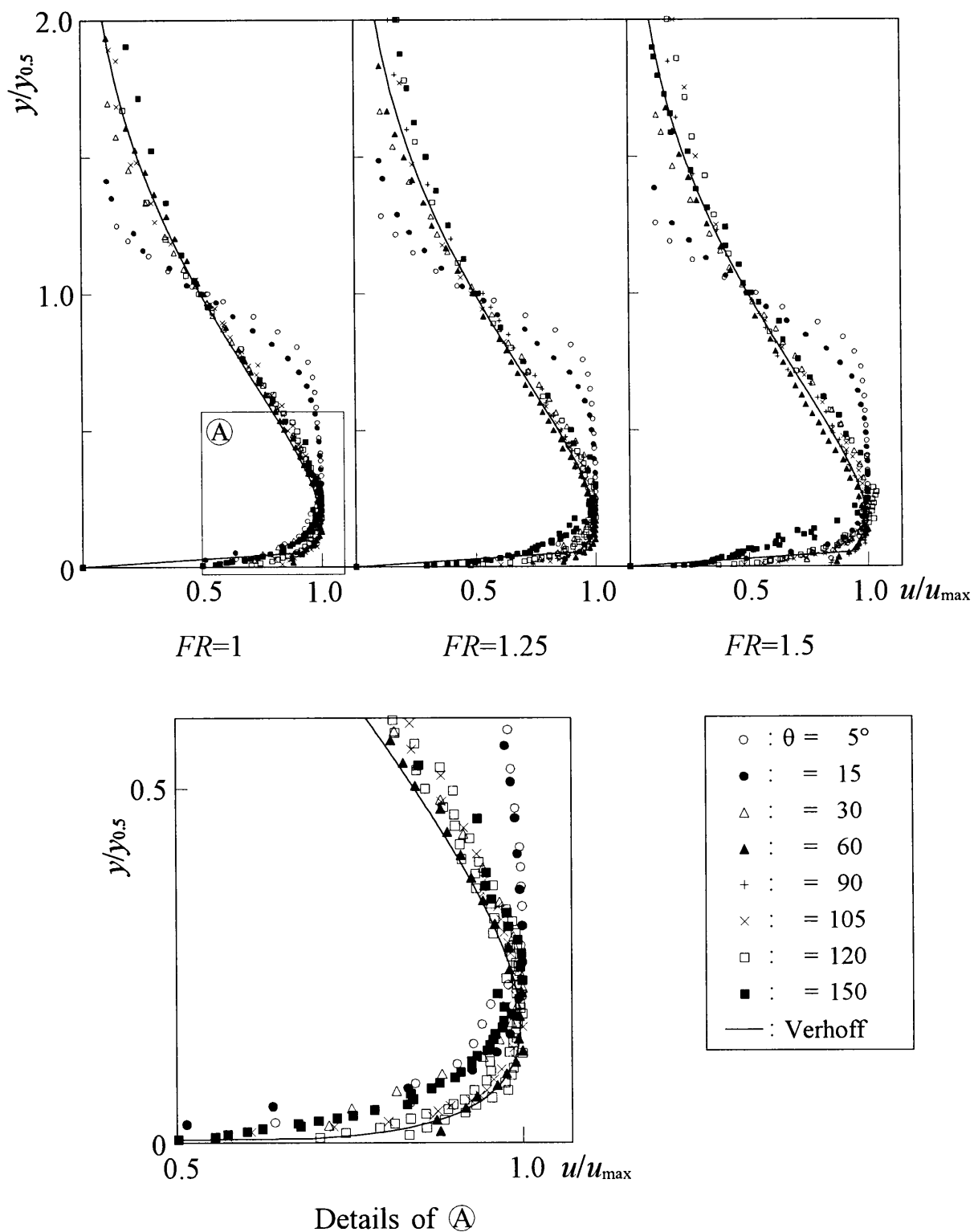


Fig. I .7 Similarity of velocity distribution

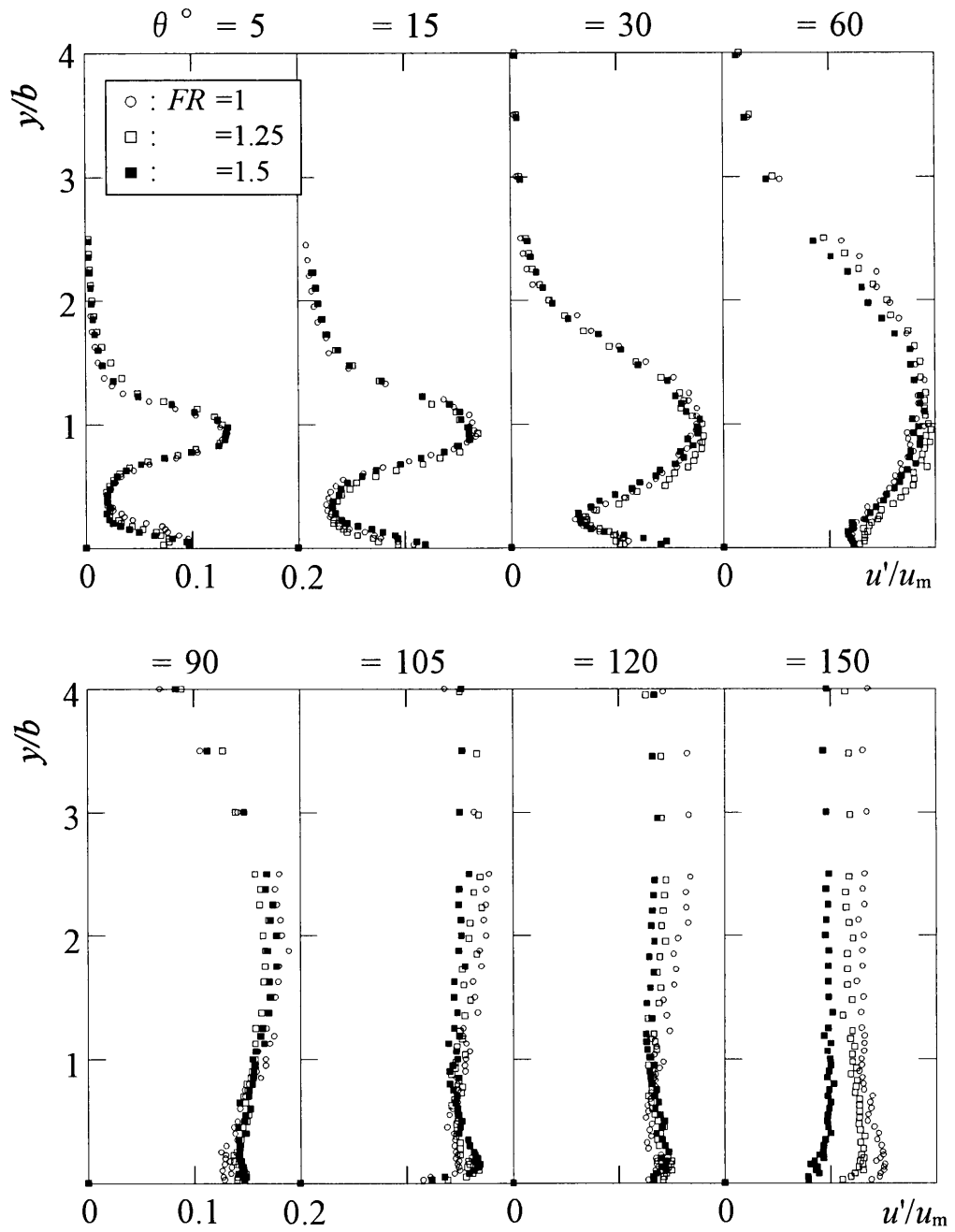


Fig. I.8 Turbulent intensity

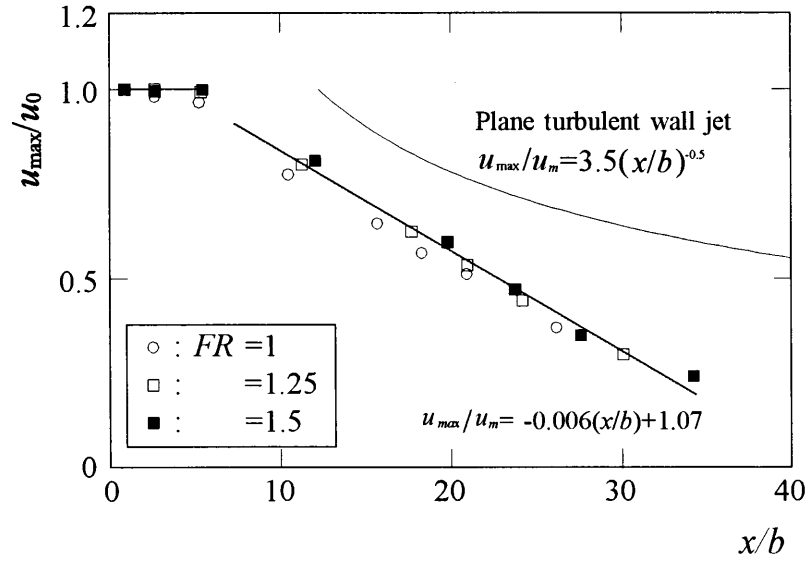


Fig. I.9(a) Maximum velocity ( $u_{\max}/u_m - x/b$ )

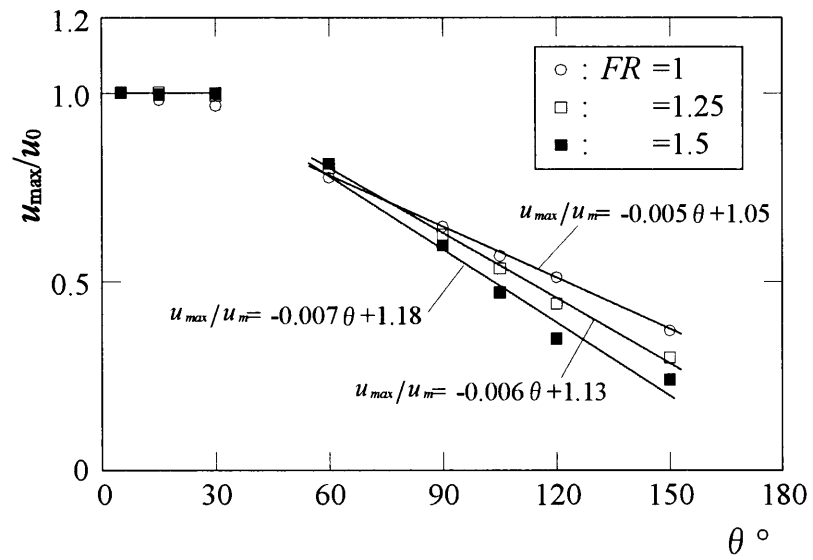


Fig. I.9(b) Maximum velocity ( $u_{\max}/u_m - \theta$ )

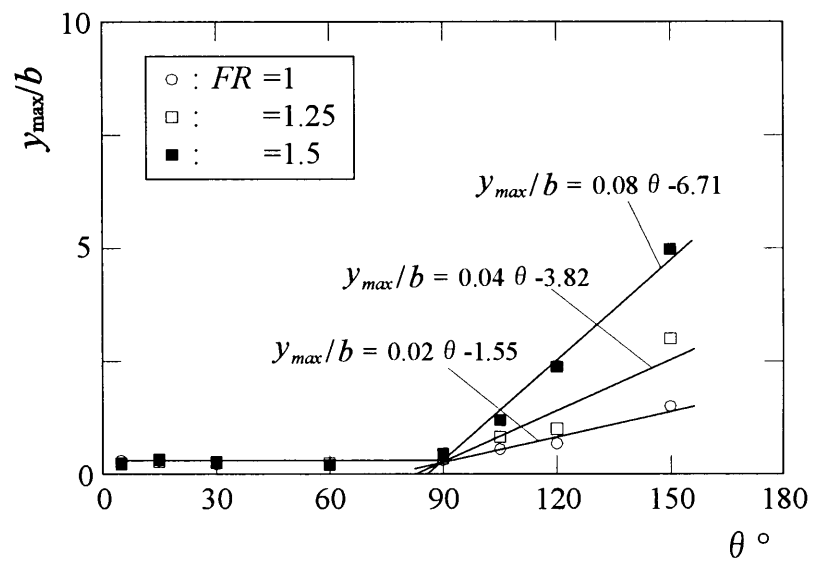


Fig. I .10 Position of maximum velocity ( $y_{max}/b-\theta$ )

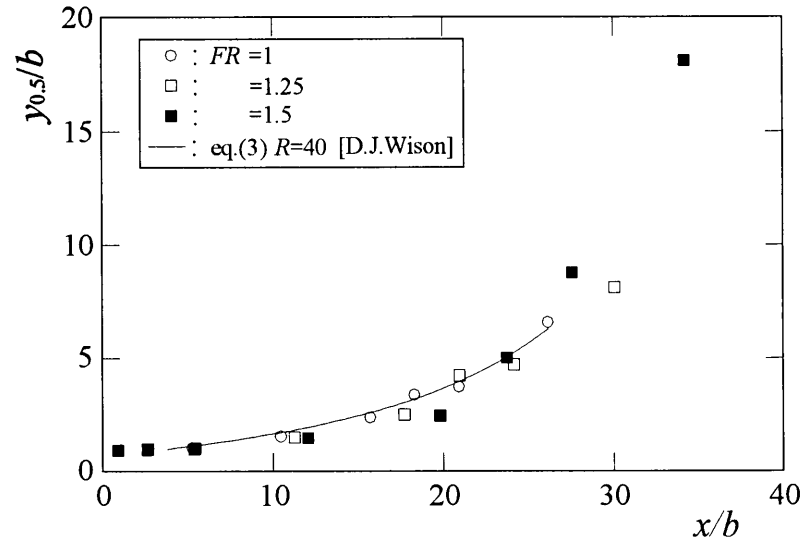


Fig. I .11(a) Half width ( $y_{0.5}/b - x/b$ )

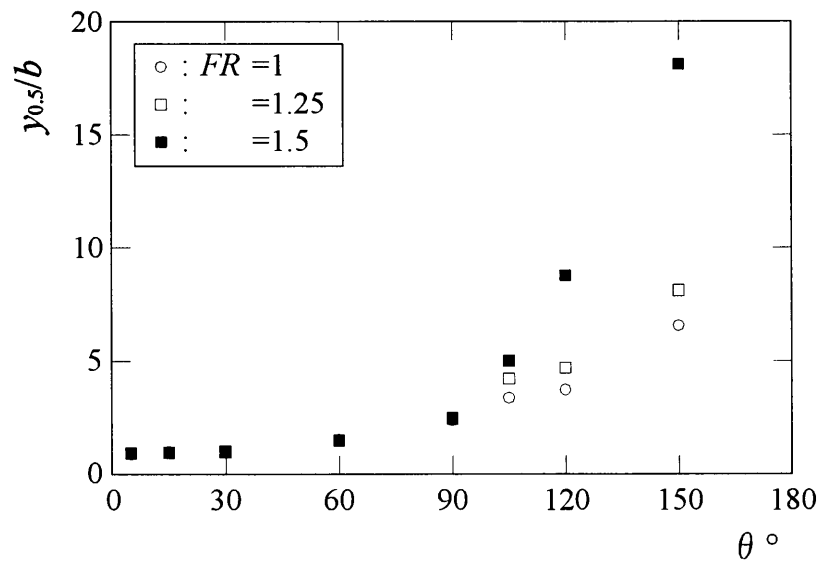


Fig. I .11(b) Half width ( $y_{0.5}/b - \theta$ )

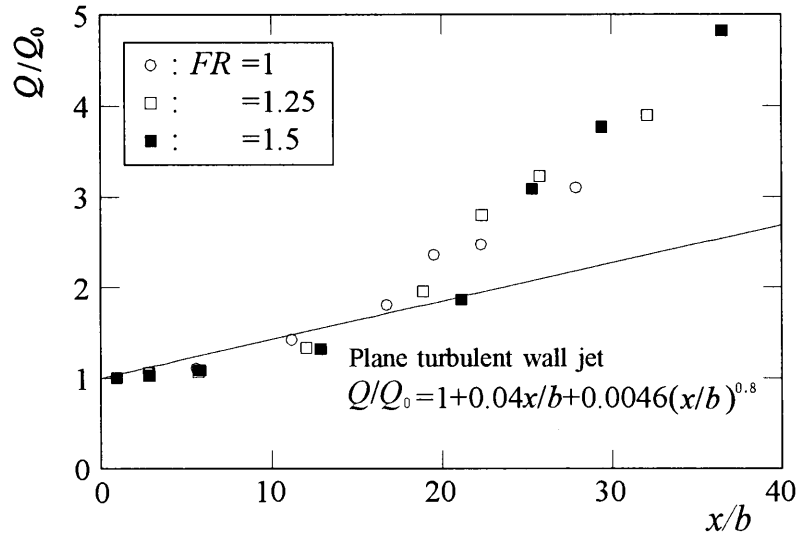


Fig. I .12(a) Flow rate ( $Q/Q_0 - x/b$ )

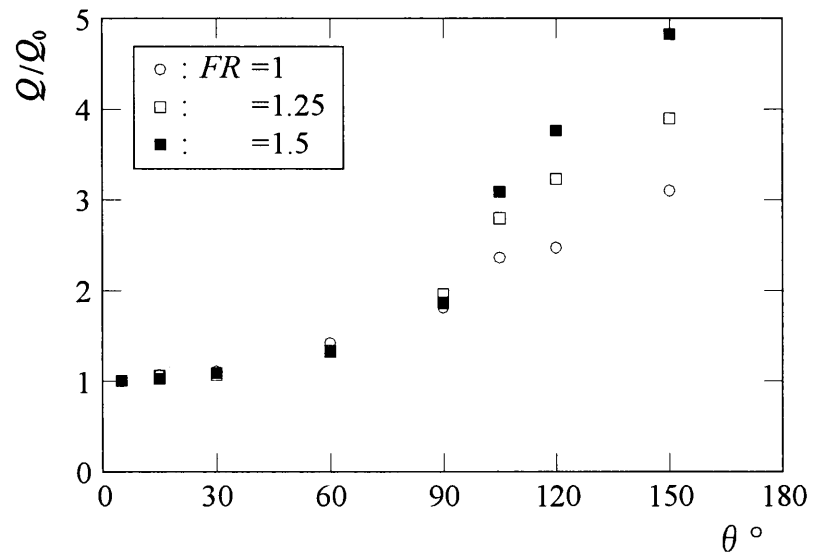


Fig. I .12(b) Flow rate ( $Q/Q_0 - \theta$ )

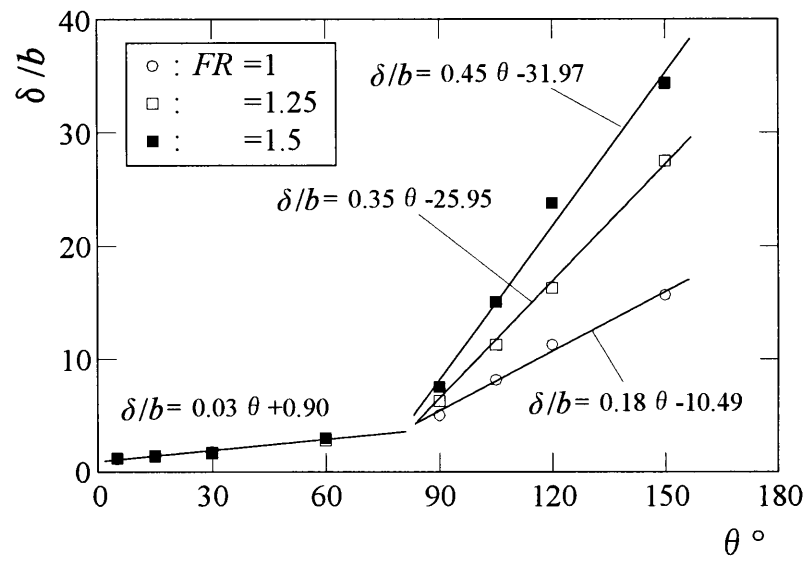


Fig. I .13 Jet width ( $\delta/b - \theta$ )

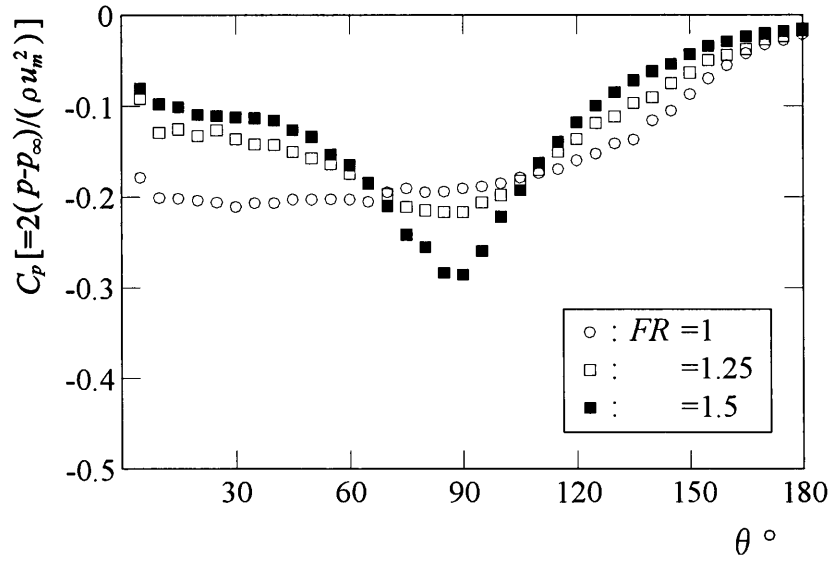


Fig. I .14 Pressure distribution

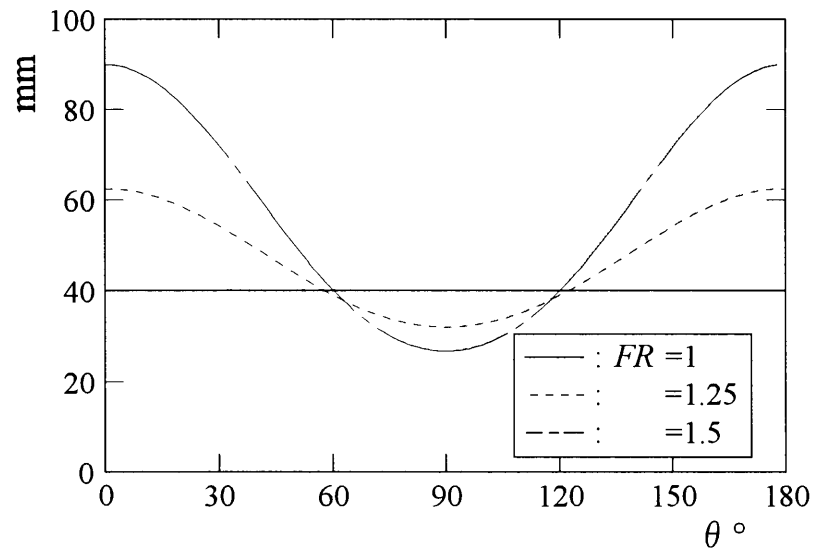


Fig. I .15 Radius curvature



## Ⅱ コアンダ噴流に対する微粉粒子の気流分級

### Ⅱ－Ⅰ 運転条件と壁面曲率の影響

これまでに、壁面曲率が及ぼす空気単相噴流への影響が明らかになった。次に、壁面曲率が及ぼす固気二相噴流への影響を明らかにする。その結果を以下に示す。

#### 1 固気二相噴流の実験

##### 1.1 実験装置

図Ⅱ.1に、固気二相噴流における実験装置の概略図を示す。エアーフィルタ①を通過した空気単相流はブロア②によって試験流路に送られる。空気の流量はインバータ③によって調節される。空気単相流が流入する試験流路の途中に設置されたロータリーフィーダ⑤（日本ニューマチック工業製，タイプ：AFS-10CA）から粒子が供給され固気二相流となり，分級機⑥の二次元ノズル（アスペクト比：10）から静止大気中に噴出される。粒子は強い遠心力の作用を受け，分離板によって隔てられた内側領域のチャンバと外側領域のチャンバ（それぞれには粉塵フィルタ⑦が設置されている）に捕集される。ここで，固気二相流は再び空気単相流となる。内側領域は流量計⑧を経てバルブ⑨により流量が調整された後，掃除機⑩によって吸引される。外側領域はブロア②により吸引された後，バルブ⑨によって一部の流量は大気へ解放され（流量計⑧が設置されている），残りは再びブロア②から分級機へと送られる。なお，粒子が主流へ流入するのは，主流の流路が絞られることによってその部分の圧力が大気圧より低下し，絞られた流路の上方に設置されたフィーダ⑤出口（粒子が噴出する）との間に圧力差が生じることによる。また，フィーダ⑤からの粒子の供給量は可変である。

##### 2.2 分級部の詳細

図Ⅱ.2に，分級部の詳細を示す。ノズル部，付着壁面部，分離板は真ちゅうで構成されており，それらは上下を透明なアクリル板によって高さ 20mm になるように挟まれている。付着壁面部分の真ちゅうは十分に滑らかに加工されている。固気二相噴流は幅 2mm，高さ 20mm（アスペクト比：10）の二次元ノズルより噴出され，コアンダ効果により付着壁面に沿って湾曲して流れる。流れ場内に設置されたスプリッタにより，内側領域（幅：5mm）と外側領域（幅：70mm）に区分されており，微細な粒子は

内側領域に、粗い粒子は外側領域に分級される構造になっている。また、分級部上面は大気に解放されている。

## 2.3 実験条件

ノズルから送られる固気二相噴流は、40m/s 一定の速度で噴出する。内側領域の吸引速度は  $FR=1$  では 5m/s と 20m/s,  $FR=1.25$  と  $FR=1.5$  では 10m/s と 20m/s に変化させた。外側領域はその領域入口がノズル出口流量  $Q_0$  の 5 倍の流量となるように吸い込みを与えた。噴流が付着する壁面は、 $FR=1, 1.25, 1.5$  と変化する。スプリッタは、どの壁面形状においてもノズル出口から  $\theta=135[^\circ]$  の位置に設置される（詳細は表 2 参照）。質量比 ( $LR$ ) は、全ての壁面形状において 0.05 一定である。なお、実験ははじめに固気二相噴流を噴出させ、粒子が実験装置の壁面やノズルに十分に付着したのを確認した後、それを定常状態と見なして実験を開始した。

## 2.4 供試粉体

供試粉体にはガラスビーズ（ポッターズ・バロティーニ製、品名：EMB-20、密度：2620kg/m<sup>3</sup>）を用いた。

図 II.3 に、粉体の粒径分布を示す。平均粒子径は  $d_{pm}=7.00 \mu m$  である。

## 2.5 評価方法

評価方法として、部分分級効率  $\eta$ ，50%分離限界粒子径  $D_{50}$ ，分級の鋭さ  $SI$  を用いた。詳細は以下に示す。

### (1) 部分分級効率 $\eta$

部分分級効率  $\eta$  [%]は供給した粒子数  $m$  に対する外側領域で捕集された粒子数  $n$  の割合であり、次式で表される。

$$\eta = \frac{n}{m} \times 100 \quad (\text{II-1})$$

実験では、同一粒径分布をもつ粒子の供給が困難であるうえ、壁面への付着があるため、供給粒子数  $m$  は内側領域と外側領域で捕集された粒子の和とした。

図 II.4 において示される曲線は、縦軸に  $\eta$ ，横軸に粒径を用い、各粒子に対する  $\eta$

を求めた部分分級効率曲線である。

(2) 50%分離限界粒子径  $D_{50}$

部分分級効率  $\eta$  が 50%になる粒子径を部分分級曲線から求めたものが 50%分離限界粒子径  $D_{50}$  である。この値は、内側領域と外側領域へ等分される粒子径を示し、分級可能な粒子の細かさを判断する指標となる。

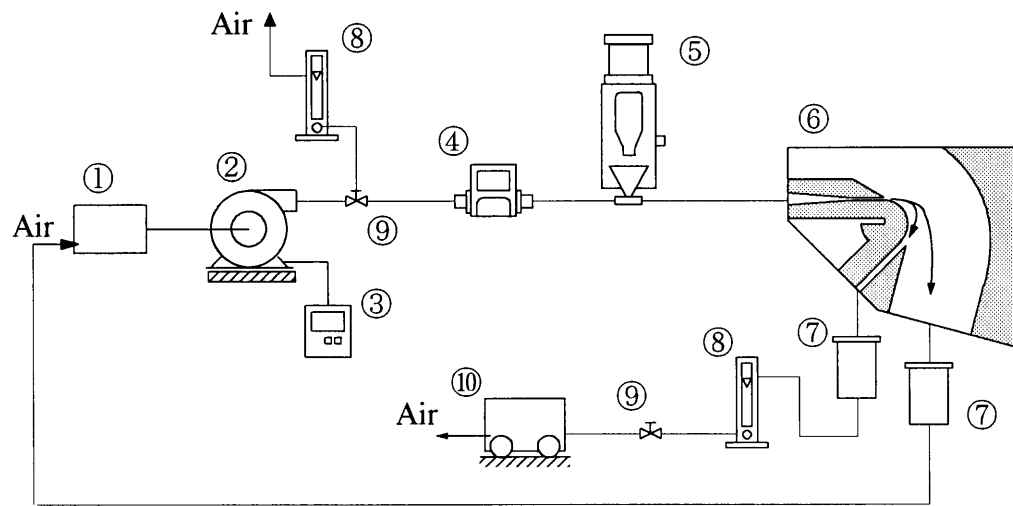
(3) 分級の鋭さ  $SI$

分級の鋭さ  $SI$  (sharpness index) は部分分級効率  $\eta$  での曲線の傾きであり、次式で表される。

$$SI = \frac{D_{75}}{D_{25}} \quad (\text{II -2})$$

ここで、 $D_{75}$  と  $D_{25}$  はそれぞれ、部分分級効率  $\eta$  が 75%と 25%に対応する粒子径である。

この値は分級性能の一つの指標となり、 $SI=1$  であれば完全分級、 $SI=1\sim1.4$  であれば極めて良好、 $SI=1.4\sim2.0$  は良好、 $SI>2.0$  では不良と判断することができる。



- |                 |                 |                  |
|-----------------|-----------------|------------------|
| ① Air filter    | ⑤ Feeder        | ⑨ Valve          |
| ② Blower        | ⑥ Classifier    | ⑩ Vacuum cleaner |
| ③ Inverter      | ⑦ Dust filter   |                  |
| ④ Flow meter(a) | ⑧ Flow meter(b) |                  |

Fig. II.1 Experimental set-up (for particle laden jet flow)

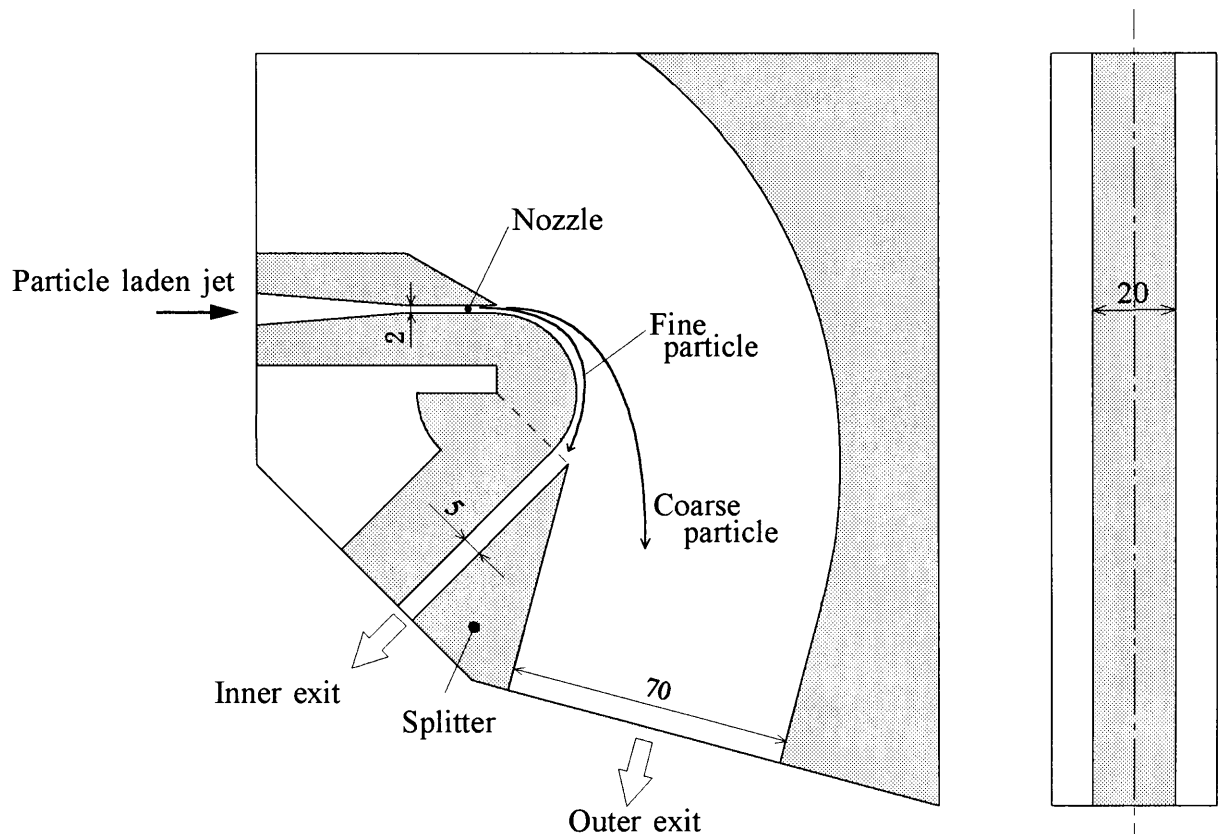
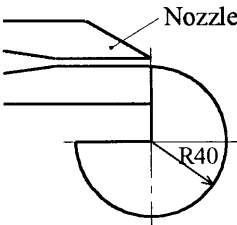
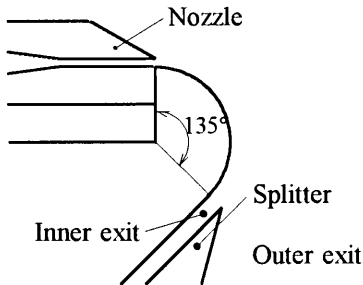
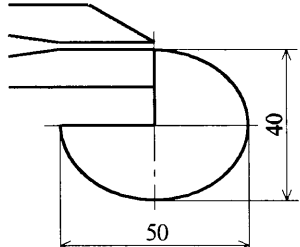
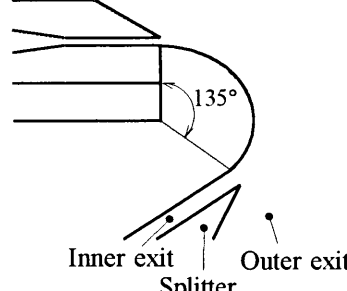
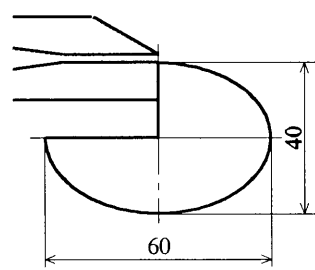
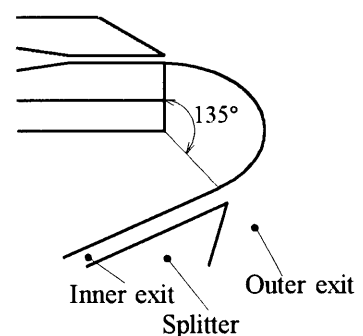


Fig. II.2 Details of test section

Table 2 Details of Splitter position

	Wall configuration	Splitter positon
$FR = 1$		
$FR = 1.25$		
$FR = 1.5$		

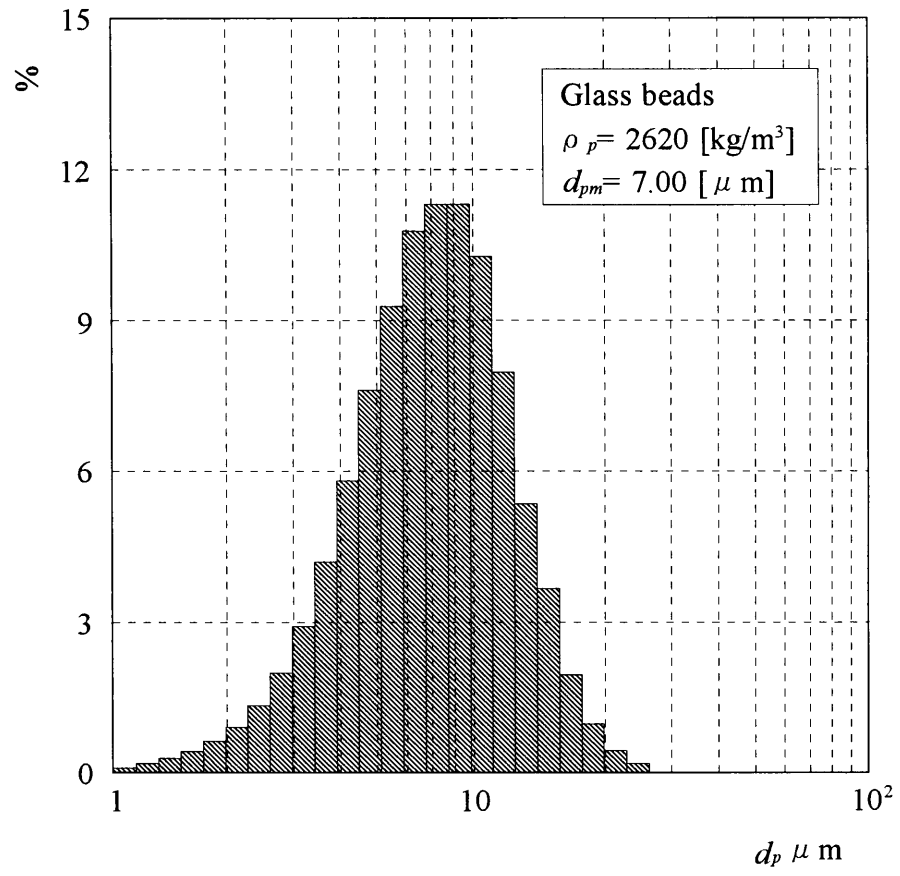


Fig.II.3 Size distribution of test particle

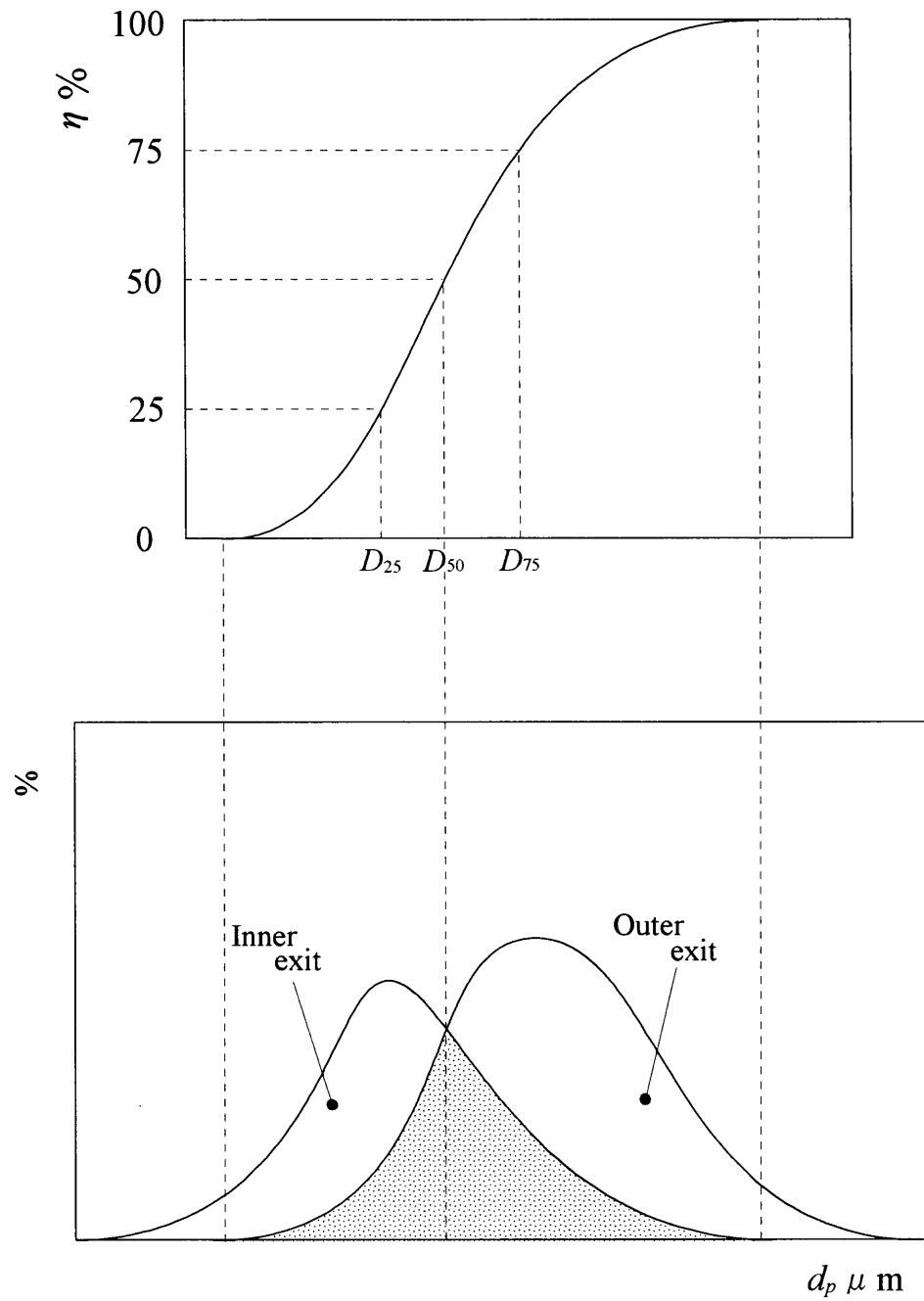


Fig.II.4 Classification performance

## 2 数値解析

本計算は、実験においてノズル出口の形状がアスペクト比 10 であるので、およそ二次元流れが再現できるものとして、二次元物体適合座標を用いておこなった。

図 II.5 に  $FR=1$  の計算領域と計算格子を示す。ノズル幅 2mm の 50 倍である十分の助走距離を経た後、大気へと噴出される。スプリッターの内側、外側に吸い込み速度を与え、小さな粒子はスプリッターの内側へ、大きな粒子は外側へ捕集される。計算格子は  $170 \times 110$  であり、関心のある領域で密となるような不等間隔格子を用いている。なお、重力の影響を考慮するために、 $y$  方向に  $-9.8\text{m/s}^2$  の重力加速度を与えている。

境界条件を以下に示す。

### ①：流入条件

速度型流入条件を用い、流入速度  $u_m$  の影響を検討するため、20, 40m/s と変化させた。

### ①：粒子流入条件

$1\mu\text{m}$  から  $1\mu\text{m}$  間隔でそれぞれ 10 個ずつの粒子が与えられる。粒子は実験と同じガラスビーズを仮定し密度  $2620\text{kg/m}^3$  とした。粒子は十分に小さく、空気の流れに十分に追従しているものとし、 $x$  方向に初速 20m/s および 40m/s が与えられる。

### ②<sub>in</sub>：流出条件

質量流束型流出条件を用い、ノズル出口から  $135^\circ$  のスプリッター先端位置における速度  $u_i$  が 10, 20m/s となるよう変化させた。

### ②<sub>out</sub>：流出条件

質量流束型流出条件を用い、ノズル出口における流量  $Q_0$  の 4, 5, 8 倍の流量となるよう変化させた。

### ③：壁面条件

壁面上において速度が 0 となるよう粘着条件を与えた。

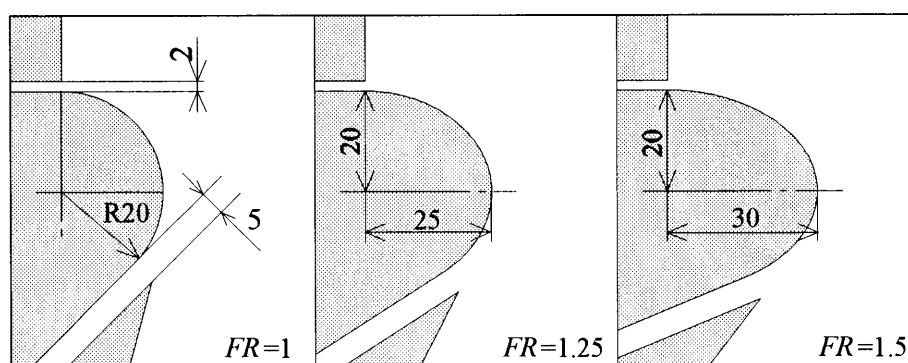
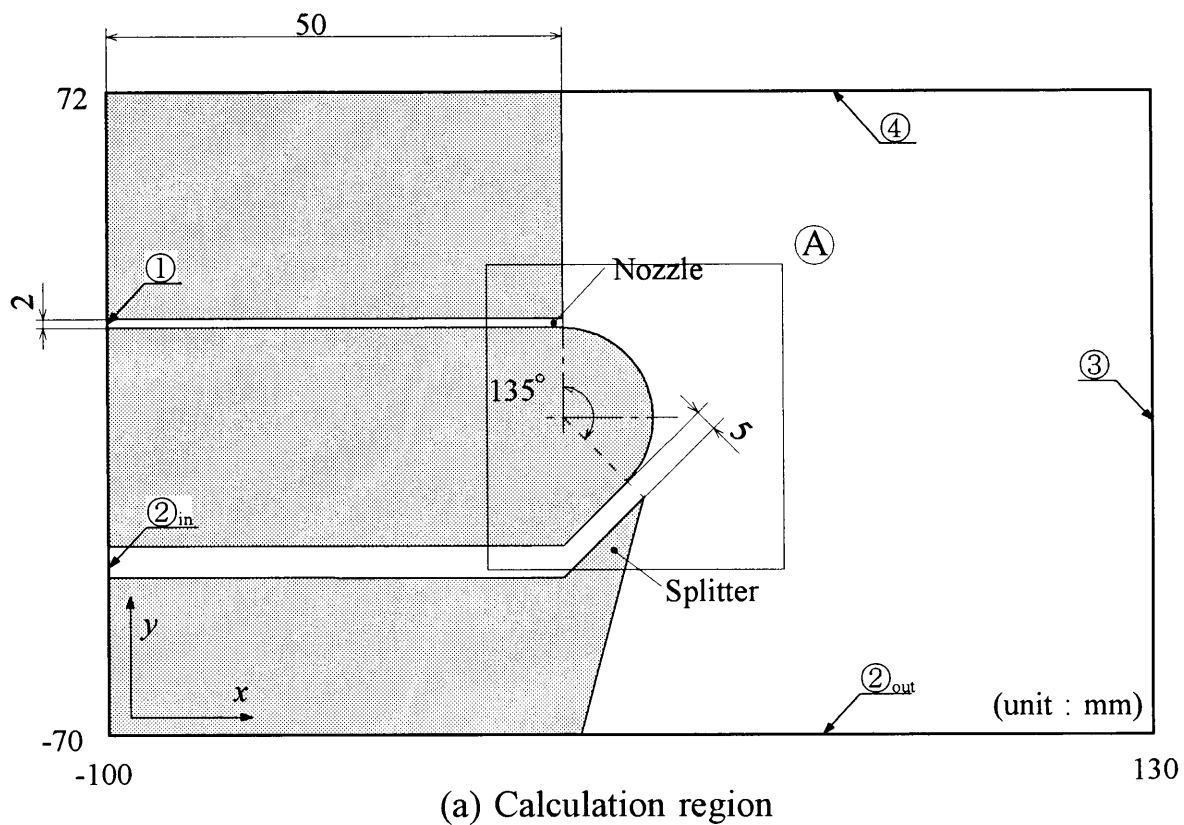
### ④：自由流入条件

大気圧での圧力型自由流入条件を与え、 $y$  方向速度成分以外は 0 とした。

なお、それぞれの計算条件の詳細を表 3 において示す。

また、壁面曲率の影響を検討するため、 $u_m=40\text{m/s}$ ,  $u_i=20\text{m/s}$ ,  $Q_{\text{out}}/Q_0=5$  の条件の下、 $FR$  を 1.25, 1.5 と変化させる。その詳細を図 II.6 に示す。





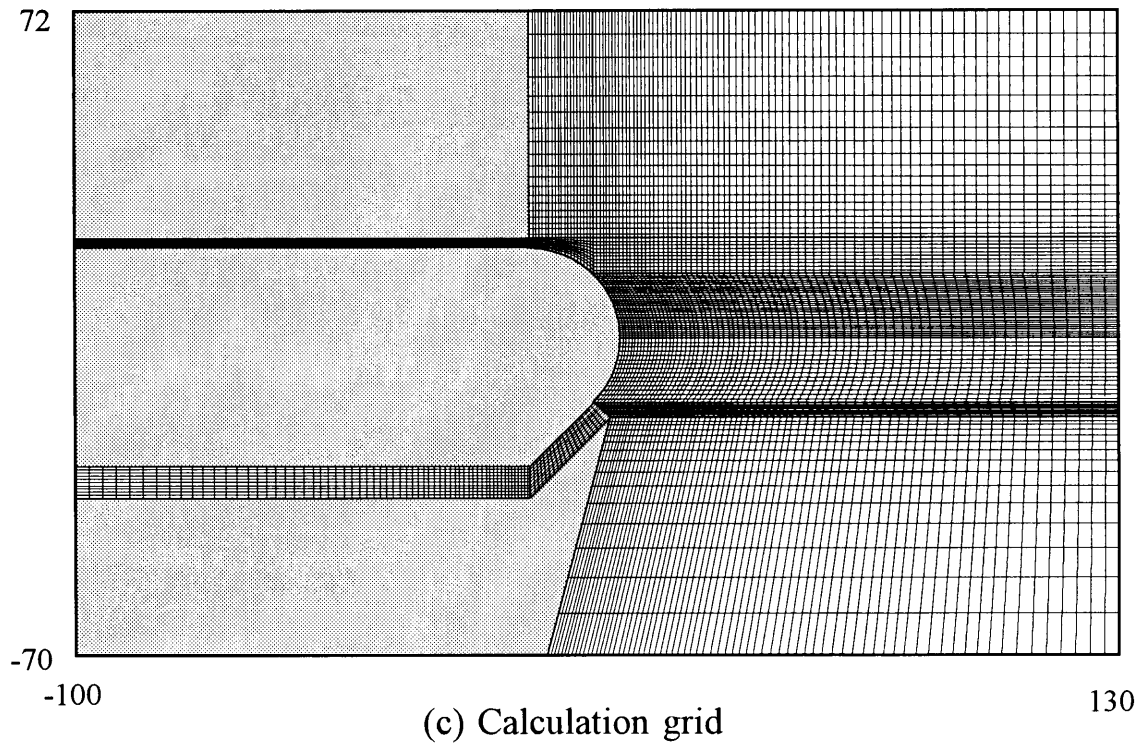


Fig. II.5 Calculation region and grid

Table.3 Calculation condition

	Boundary condition	Type	Value
①	Inlet	Velocity [m/s]	20
			40
② <sub>in</sub>	Outlet	Mass flux [kg/m <sup>2</sup> s]	16.65
			8.33
② <sub>out</sub>	Outlet	Mass flux [kg/m <sup>2</sup> s]	2.98
			3.73
			5.96

### 3. 結果と考察

#### (1) ノズル出口平均速度 $u_m$ の影響

図 II.6 に、ノズル出口平均速度を 20, 40m/s と変化させた場合の 50%分離限界粒子径と  $SI$  値の実験結果と数値解析結果を示す。実験において、ノズル出口平均速度を増加させると、50%分離限界粒子径、 $SI$  値とも減少していることがわかる。粒子に働く遠心力 ( $F=mu^2/r$ ) は噴流速度の増加に大きく影響される。そのため、速度が増加することで遠心力も増加し、50%分離限界粒子径が減少する。さらに、速度の増加は、粒子径の違いによる遠心力の差をより顕著にするため、 $SI$  の減少も得られる。数値解析結果においても 50%分離限界粒子径の減少が得られた。

また、表 4 に、回収された全粒子質量に対して内側に回収された粒子の質量の割合を示す。噴流速度を増加にともない内側に回収される粒子の質量は減少する。このことはノズル出口平均速度の増加に伴い遠心力が増加したことによる。

#### (2) 内側吸い込み速度 $u_i$ の影響

図 II.7 に、内側吸い込み速度を 10, 20m/s と変化させた場合の結果を示す。内側吸い込み速度の増加は多くの粒子を吸い込み、50%分離限界粒子径の増加が予想されたが、50%分離限界粒子径、 $SI$  ともに減少する結果となった。内側の吸い込みが小さい場合、内側への粒子の流入が困難になるので、流入するためにある程度の粒子の運動量が必要となる。そのため、内側に流入する小さな粒子の割合が減少し、大きな粒子が流入する割合が増加したためであると考えられる。さらに、ノズルから噴出された空気は、 $135^\circ$  の位置において、10m/s 以上の速度を有している (図 I.6, 参照)。それに関わらず、内側からの吸い込み速度は 10m/s であるので、スプリッタ位置において複雑な流れ場が形成される。この複雑な流れ場が分級性能の低下を招いたと考えられる。また、数値解析においても、内側吸い込み速度が 10m/s 場合、最も小さな  $1\mu m$  の粒子でさえ全て粒子は内側には流入しない。

また、表 5 に内側に回収された粒子の質量の割合を示す。内側吸い込み速度を増加させると回収される粒子質量は増加する。内側吸い込み速度を減少させることは、分級性能の低下とともに回収率の減少下も伴う。これらのことより、内側吸い込み速度を変化させることは、分級性能、効率の上昇に適しておらず、最適な内側吸い込み速度で分級をおこなうことが必要であることがわかる。

### (3) 外側吸い込み流量 $Q_{out}$ の影響

図 II.8 に、外側の吸い込み流量  $Q_{out}$  を、ノズル出口流量  $Q_0$  の 4, 5, 8 倍と変化させた場合の結果を示す。実験において、外側の吸い込み速度の増加に伴い 50%分離限界粒子径が減少する。外側の吸い込みが大きいほど、小さな粒子も外側に回収されるため 50%分離限界粒子径は減少する。それに対して、 $SI$  は  $5Q$  がもっとも優れた値を示す。精度良く分級を行うためには、遠心力によって粒径ごとに区別された粒子を、その分布径をもったまま回収する必要がある。しかし、外側の吸い込み速度が大きすぎると、遠心力によって粒子が区別されるものの、外側の吸い込み速度が大きすぎるため再び粒子が混合し、小さな粒子も外側に回収されることとなる。そのため、外側の吸い込み速度は  $5Q$  の場合が精度良く粒子を分級可能であるといえる。

また表 6 に内側に回収された粒子の質量の割合を示す。外側吸い込み速度の増加に伴い内側に回収される粒子質量が減少する。外側吸い込み速度を増加させることは、50%分離限界粒子径の減少を生じるが、内側に回収される粒子質量の減少も伴う。外側吸い込み流量  $Q_{out}/Q_0=8$  においてももっとも小さな 50%分離限界粒子径が得られるものの、分級の鋭さ  $SI$ 、回収率の低下を伴う。すなわち、外側吸い込み流量  $Q_{out}/Q_0=5$  を用いることにより、精度の良い分級、効率的な粒子の回収がおこなうことができる。

### (4) 壁面曲率の影響

図 II.9 に、 $u_m=40\text{m/s}$ ,  $u_i=20\text{m/s}$ ,  $u_o=5Q$  の条件の下、壁面の形状を変化させた場合の 50%分離限界粒子径を示す。 $FR=1.5$  において、分級精度が非常に悪く、 $SI$  を得るに至らなかったため、50%分離限界粒子径のみを示す。

$FR=1$  がもっとも優れた分級性能を示し、50%分離限界粒子径、 $SI$  値ともに最小値を示す。 $FR=1.25$ ,  $1.5$  の方が、大きな曲率を有しており、噴流幅の広がりも大きい（図 I.13 参照）ので、遠心力が最大となり分級性能の向上を期待したが、分級性能の向上は得られなかった。しかしながらそれとは対照的に大きな曲率を持つ形状ほど 50%分離限界粒子径は増加する。

この理由として以下の二つの原因が考えられる：1. ノズル出口から  $60^\circ$  近傍までは  $FR=1$  の方が  $1.25$ ,  $1.5$  よりも大きな曲率を持ち（図 I.2 参照）、粒子を分離する大きな曲率を持つ範囲が  $FR=1.25$  と  $1.5$  では十分ではなかった。すなわち、粒子の挙動は一部の大きな曲率が大きく影響するのではなく、ノズル出口直後に小さな曲率を持

つことが重要である．2. 半径方向の圧力勾配と流体の慣性の関係は以下の式で表される．

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho u^2}{R} \quad (\text{II}-3)$$

ここで， $r$  は半径方向距離， $R$  は曲率半径を示す．

すなわち，曲率が大きくなると壁面の圧力は低下するので  $FR=1.25$  と  $1.5$  は  $90^\circ$  において最も小さな壁面圧力を示す(図 I .14 参照)．一般的に粒子の運動方程式は以下の式で表される．

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{du_{p,i}}{dt} = & \frac{\pi}{8} d_p^2 \rho_a C_D |u_{p,i} - u_i| (u_{p,i} - u_i) - \frac{\pi}{6} d_p^3 \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_a \left( \frac{du_i}{dt} - \frac{du_{p,i}}{dt} \right) \\ & + \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho_a \mu} \int_{t_0}^t d\tau \frac{\frac{du_i}{dt} - \frac{du_{p,i}}{dt}}{\sqrt{t - \tau}} + \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_a F_{b,i} \end{aligned} \quad (\text{II}-4)$$

右辺第 2 項が圧力勾配力に相当する．すなわち，壁面圧力が小さければこの圧力勾配力が増加し，粒子は壁面方向に力を受ける．そのため粒子に働く圧力勾配力が増加し，より大きな粒子も内側に回収される結果となった．

また，表 7 に内側に回収された粒子の質量の割合を示す． $FR$  の大きな形状ほど，内側に回収される粒子は少なく， $FR=1$  の場合がもっとも高い回収率を示している．回収率の点においても  $FR=1$  の形状は優れているといえる．

図 II .10(a)に，最も優れた分級性能を示した  $FR=1$  の捕集された粒径分布を，図 II .10(b)に部分分級効率を示す．内側に回収された粒子が，外側に回収された粒子よりより小さな粒子の分布径を持つことが確認できる．さらに， $1.729 \mu\text{m}$  以下の粒子は外側領域には存在せず， $15.172 \mu\text{m}$  以上の粒子は内側領域には存在しないことがわかる．また，部分分級効率は，大きな傾きを持っている．

図 II .11 に，比較のため， $FR=1.25$  と  $1.5$  の場合の部分分級効率を示す．

$\eta$  曲線の傾きは， $FR$  が小さな形状ほど大きくなっていることがわかる．特に  $FR=1.5$  の形状では，内側，外側に回収される粒子が粒子径によらず  $0.5$  近傍の値をとる．また， $FR=1.25$ ， $1.5$  両形状とも  $4 \mu\text{m}$  近傍で極小値をもっており，さらに小さな粒子が外側に回収される割合が多くなっている．供給された粒子の内， $3 \mu\text{m}$  以下の粒子は全

体のおよそ 6%程度にすぎない。そのため、そのわずかな粒子を分級することは困難である。しかしながら、 $FR=1$  の形状は、そのわずかな粒子の分級も可能である。

次に粒子の挙動を明らかにするために、図 II .12, II .13, II .14 に、それぞれ  $FR=1$ , 125, 1.5 の数値解析結果（粒子軌跡，速度ベクトル）を示す。粒子軌跡は 1, 5, 10,  $20\mu\text{m}$  のみを示す。

大きな曲率を持つ形状ほど、遠心力が大きくなるので、粒径の大きな粒子はその遠心力のため流れ場から淘汰され、小さな粒子のみが壁面近傍を流れることを期待したが、 $FR$  が大きな形状においても、大きな粒子は壁面近傍を飛行していることが確認できる。さらに、 $FR=1$  の形状の場合、噴出直後に大きな曲率を持っているため、大きな粒子は壁面から離れる。しかし、 $FR$  の大きな形状では噴出直後の緩やかな曲率のため、大きく壁面から離れない。さらに、 $FR$  の大きな形状は円弧が長いので、曲率が最も大きくなる  $90^\circ$  に至るまでに速度の減衰が生じる。そのため遠心力の増加が見込めず、内側領域に回収されることとなる。

#### 4. まとめ

本検討において、以下の知見を得た。

- ・ ノズルからの噴出速度を増加させると、個々の粒子の遠心力が増加し、分級性能が向上する。
- ・ 内側吸い込み速度を減少させると、小さな粒子は内側領域に流入することが困難となり、また、噴出された空気の色度がそれ吸い込み速度以上の速度を有しているため、流れ場が複雑になり分級性能は低下する。
- ・ 外側吸い込み流量を増加させることは 50%分離限界粒子径の減少は得られるものの、 $SI$  値は増加する。すなわち、流れ場全体が整っていることが分級性能の向上につながる。
- ・ ノズル出口直後の曲率が大きい  $FR$  の小さな形状ほど分級性能が向上する
- ・ ノズル出口平均流速、外側吸い込み速度、 $FR$  は小さいほど、内側吸い込み速度が大きいほど内側に回収される粒子の質量は増加する。

そして最適な運転条件 ( $u_m=40\text{m/s}$ ,  $u_i=20\text{m/s}$ ,  $Q_{out}/Q_0=5$ )、壁面形状 ( $FR=1$ ) が明らかになった。

流体を利用して分級の制御を試みる場合、ストークス数は良い指標となる。ストークス数は粒子の流れに対する追従性を示す無次元数で、次式で表される。

$$S_t = \frac{\rho_p r_p^2 u}{\mu L} \quad (\text{II-5})$$

ここで、 $\rho_p [\text{kg/m}^3]$  は粒子の密度、 $r_p [\text{m}]$  は粒子の半径、 $\mu [\text{Pa}\cdot\text{s}]$  は粘性係数、 $u [\text{m/sec}]$  は代表速度、 $L [\text{m}]$  は代表長さを示す。

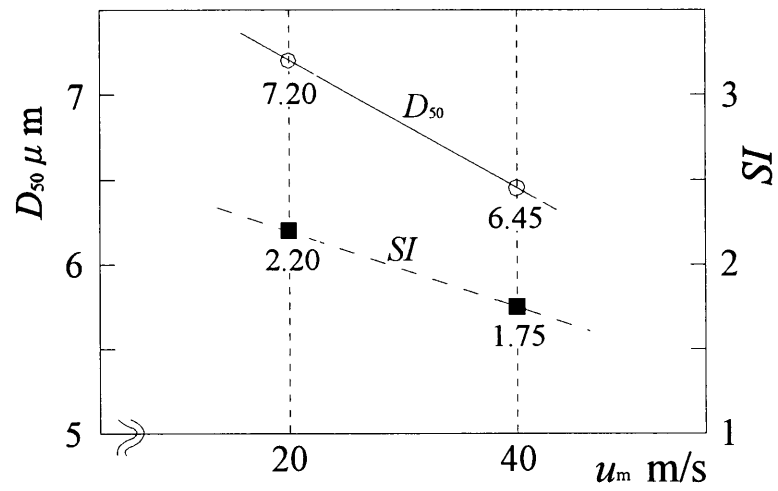
$S_t < 1$  のとき、粒子は流体の挙動にほぼ追従し、逆に  $S_t > 1$  のとき、粒子は流体の挙動に追従しない。また  $S_t \approx 1$  のとき、粒子は流体の挙動にほぼ追従するが、完全には一致せず複雑な挙動を示す。

本実験において代表長さを壁面の円柱の半径を用いると、 $2r_p=3.73 [\mu\text{m}]$  でおよそ  $S_t=1$  となる。すなわち、 $4\mu\text{m}$  程度の粒子は複雑な挙動を示すため、分級が困難となる。しかし、これは単一粒子におけるものであり、多数の粒子が存在する場合、粒子間の衝突、ファンデルワールス力、静電気付着力、液架橋力などがはたらくため、分級はさらに困難となる。それにも関わらず、本実験において  $D_{50}=6.45$ ,  $SI=1.75$  といっ

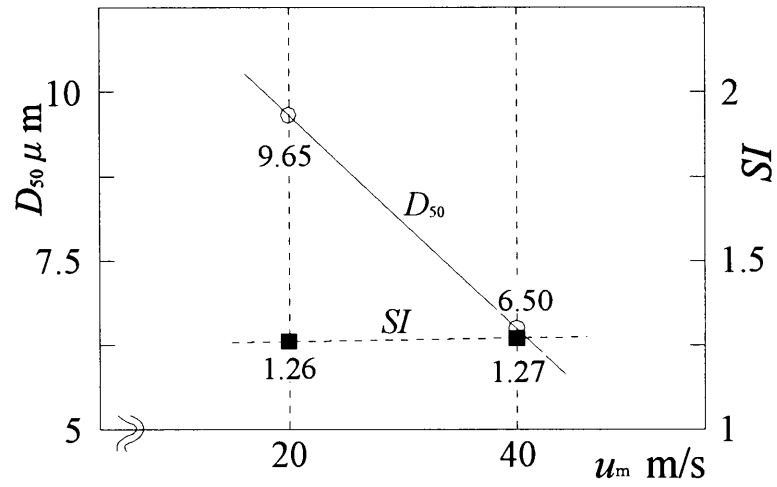
た優れた値を得るに至った。

数値解析結果と実験結果は優れた一致は得られなかった。先に記述したように、粒子間の衝突やファンデルワールス力、静電気付着力、液架橋力による、付着、凝集は発生しない。さらに、流れ場に存在する乱れを再現することが困難であるため、無秩序な挙動を再現することは出来ない。さらに、数値解析に供給できる粒子の数には限りがある。これらの理由により、数値解析による実験と一致は得られなかったものと思われる。





(a) Experiment

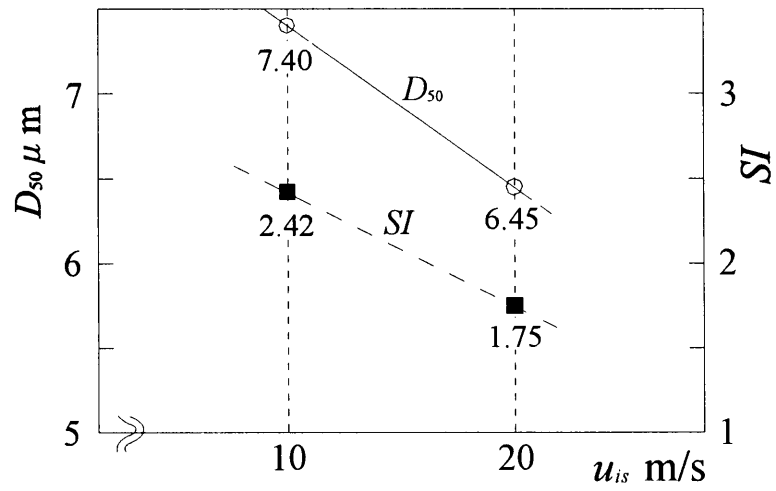


(b) Calculation

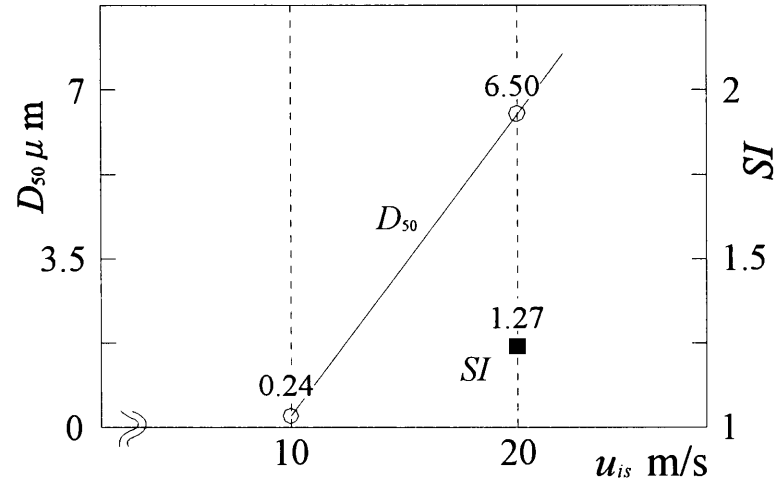
Fig. II.6 Classification point,  $D_{50}$ (effect of jet velocity)

Table.4 Particle collection ration to inner port  
(effect of jet velocity)

Jet velocity [m/s]	Ratio [%]
20	20.2
40	10.4



(a) Experiment

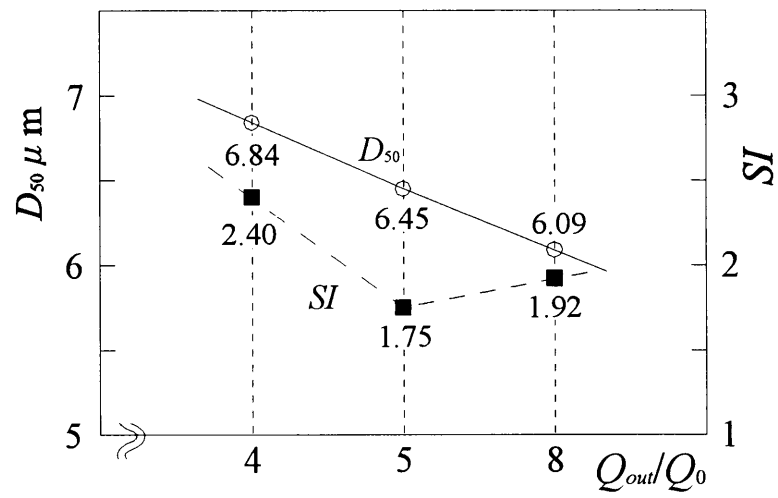


(b) Calculation

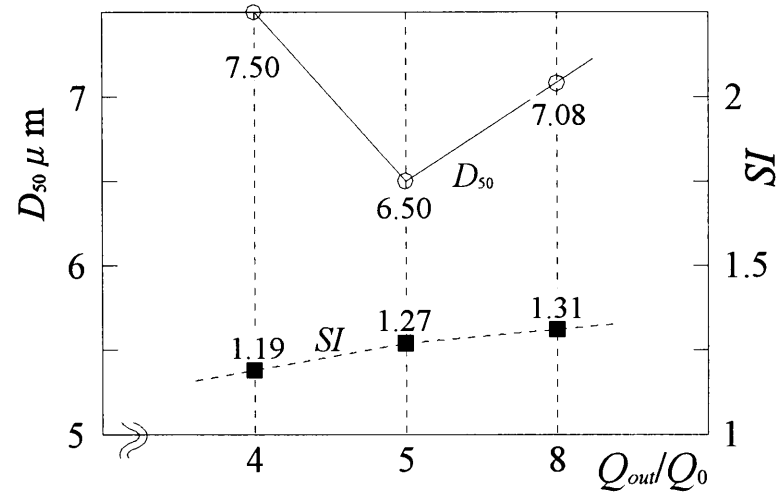
Fig. II .7 Classification point,  $D_{50}$  (effect of inner suction)

Table.5 Particle collection ration to inner port  
(effect of inner suction)

Inner suction [m/s]	Ratio [%]
10	6.0
20	10.4



(a) Experiment

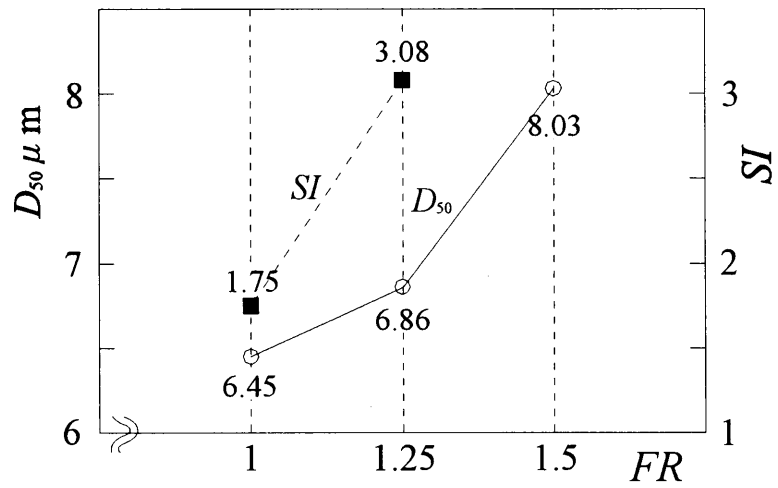


(b) Calculation

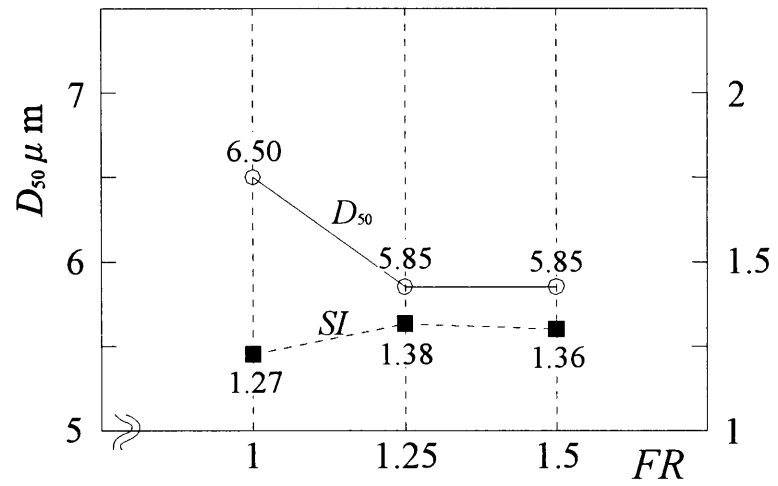
Fig. II.8 Classification point,  $D_{50}$  (effect of outer suction)

Table.6 Particle collection to inner port  
(effect of outer suction)

Outer suction $Q_{out}/Q_0$	Ratio [%]
4	17.9
5	10.4
8	7.3



(a) Experiment

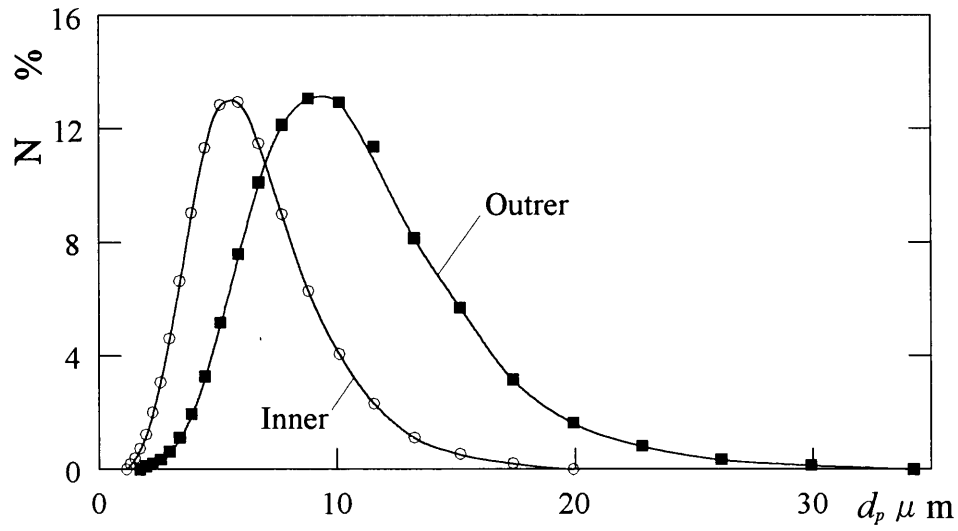


(b) Calculation

Fig. II.9 Classification point,  $D_{50}$  (effect of wall curvature)

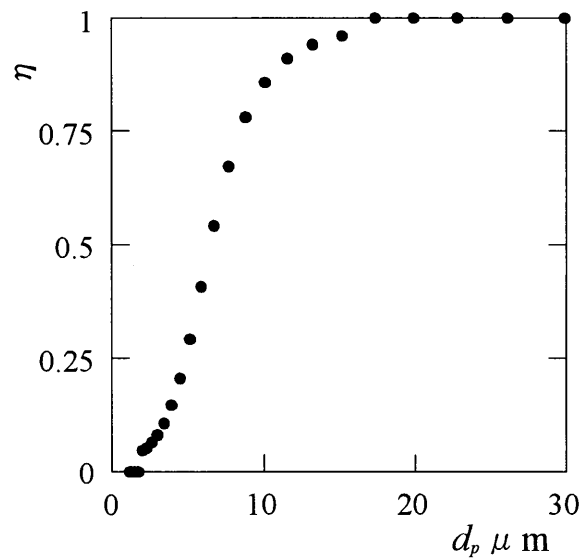
Table.7 Particle collection to inner port  
(effect of wall curvature)

$FR$	Ratio [%]
1	10.4
1.25	7.7
1.5	6.1



Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]
1.005	0	0	3.409	9.386	1.122	11.565	1.115	11.362
1.151	0.117	0	3.095	11.432	1.954	13.246	0.503	8.148
1.318	0.315	0	4.472	12.665	3.274	15.172	0.229	5.708
1.510	0.686	0	5.122	12.578	5.184	17.377	0	3.158
1.729	1.350	0	5.867	11.057	7.594	19.904	0	1.635
1.981	2.298	0.113	6.720	8.571	10.116	22.797	0	0.818
2.269	3.623	0.199	7.697	5.907	12.128	26.111	0	0.356
2.599	5.162	0.356	8.816	3.672	13.067	29.907	0	0.155
2.976	7.188	0.634	10.097	2.146	12.920	34.255	0	0

(a) Size distribution (after classification)



(b) Partial classification efficiency

Fig. II.10 Classification performance ( $FR=1$ )

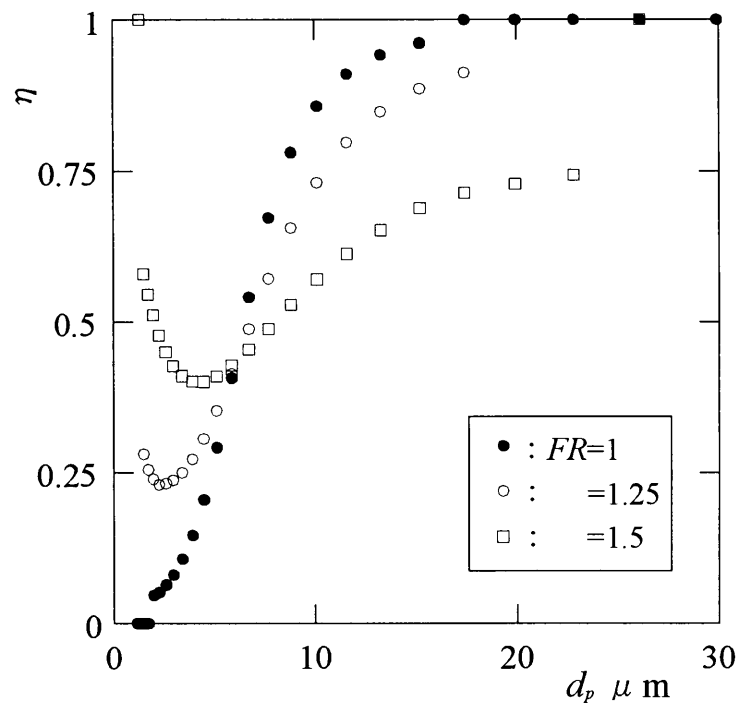
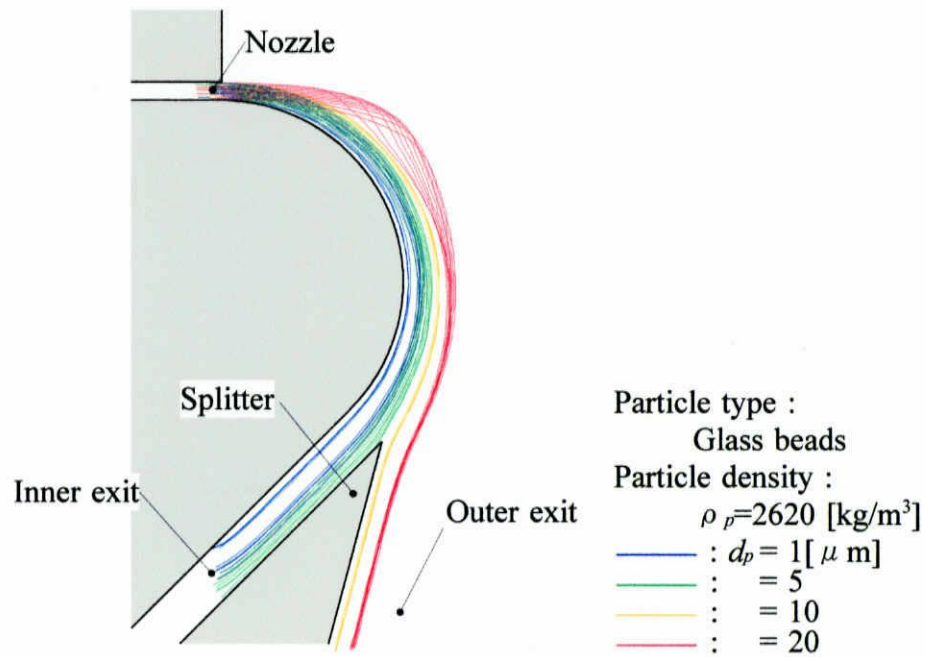
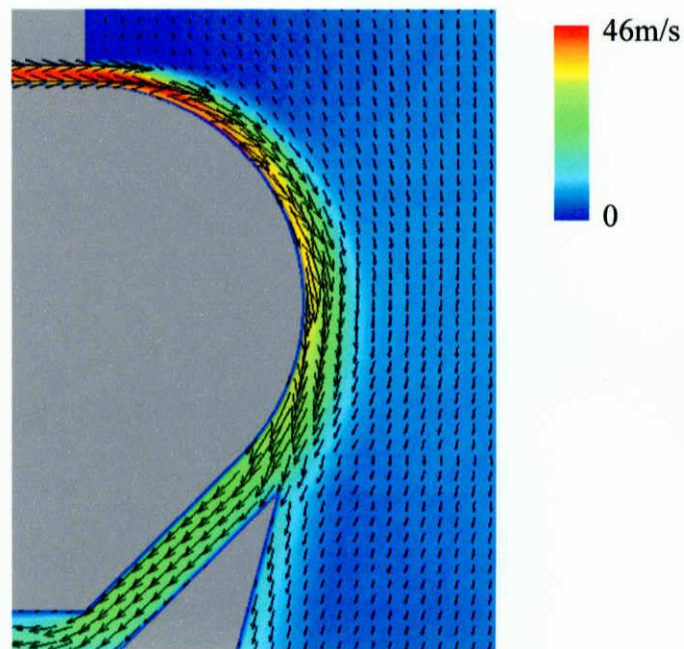


Fig. II.11 Partial classification efficiency  
(effect of wall curvature)

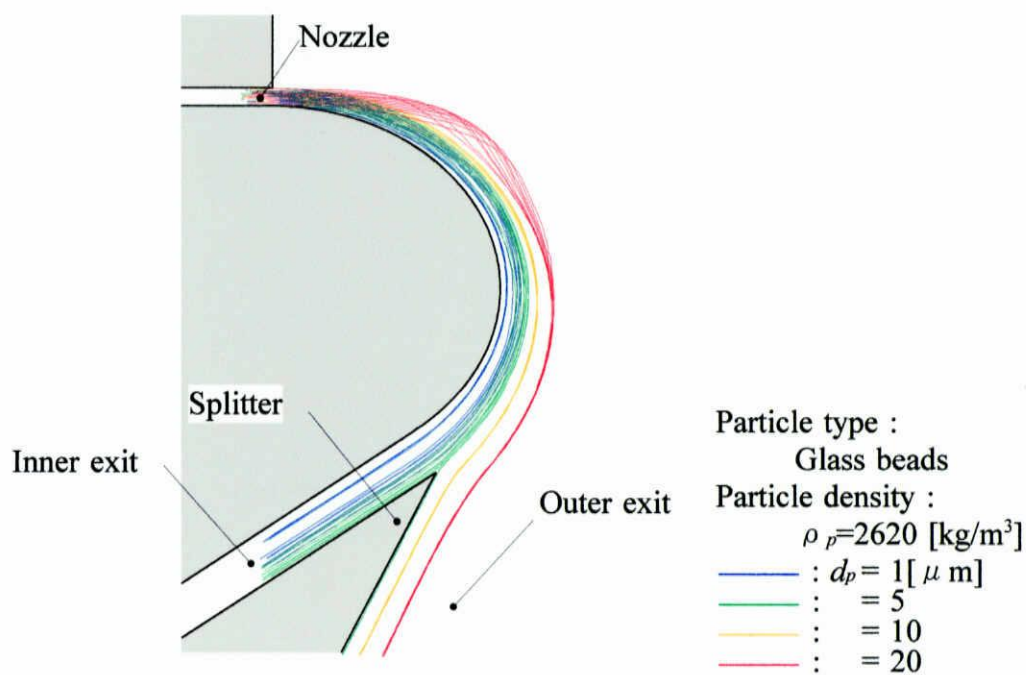


(a) Particle trajectory

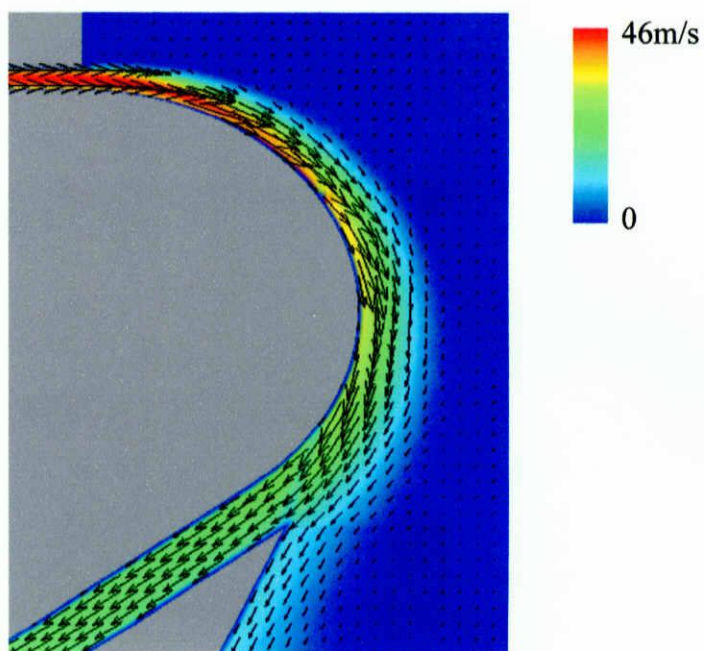


(b) Velocity vector

Fig. II.12 Calculation results ( $FR=1$ )



(a) Particle trajectory



(a) velocity vector

Fig. II.13 Calculation results ( $FR=1.25$ )



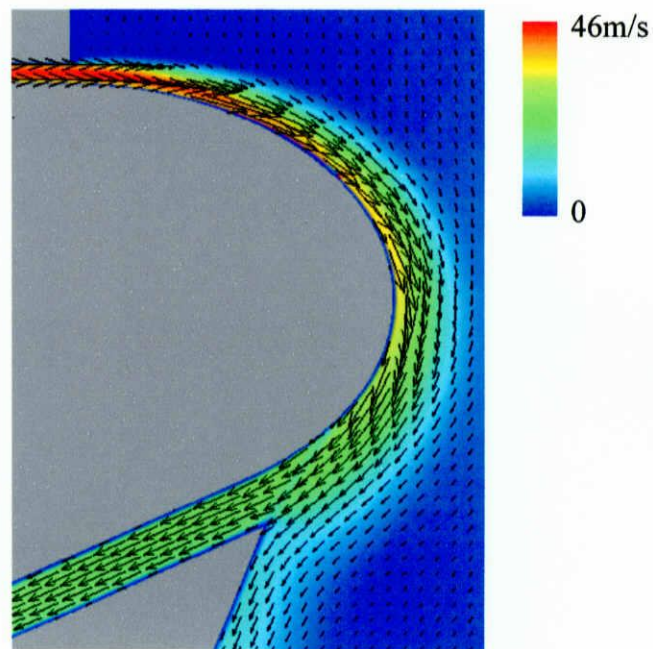
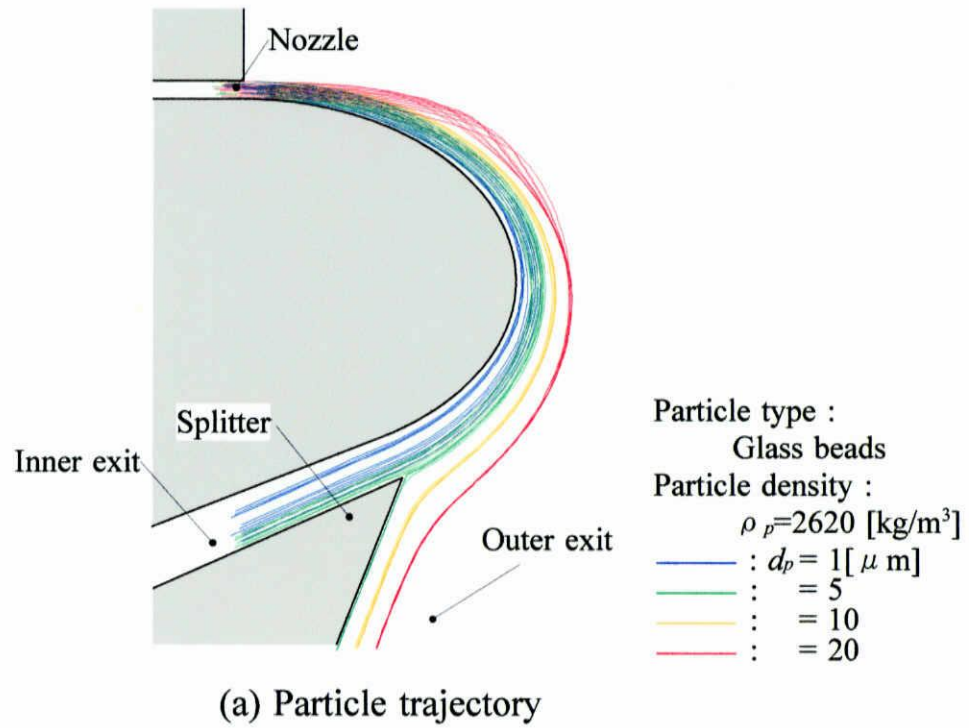


Fig. II.14 Calculation results ( $FR=1.5$ )

## II- II 副噴流と予備旋回の影響

これまでに、最適な運転条件、壁面形状が明らかになった。そこで、さらなる分級性能向上のため能動的、受動的に粒子の挙動を制御することを試みる。

能動的御する方法として、杉山ら<sup>(17)</sup>によって円柱壁面に沿う新たな流れ（副噴流）を付加する方法が提案されている。ノズル出口近傍に副噴流を付加することで、粒子の速度を効率的に上昇させる事ができる。

次に受動的に制御する方法として、ノズルから噴出以前にあらかじめ粒子に旋回を与え(予備旋回),ノズル出口において粒子に一樣でない分布を与える方法を提案する。すなわち、小さな粒子は流体の流れによく追従するため、ノズル出口においてほぼ一樣に噴出させることができる。その一方で、大きな粒子はその慣性力のため、ノズル壁上面に押しつけられ、噴出時にノズル上方からのみ噴出させることが期待できる。

これら二つの方法について検討をおこなった。

### 1 固気二相流（実験的解析）

#### 1.1 実験装置

図 II .15 に、副噴流型の場合の実験装置を示す。エアフィルタ①を通った空気はブロワ②によって加圧され、一部の空気が大気に放出され流量が調節される。その一部の空気が副噴流として、噴出される。残りの空気が流路途中に設けられたフィーダ⑤によって粒子が供給された後、固気二相噴流としてノズルより噴出される。スプリッタ内側の吸い込みは掃除機によっておこなわれ、その流量は流量計およびバルブによって調節される。外側の吸い込みはブロワによっておこなわれ、一部の空気が大気に放出されることによってその流量を調節している。内側、外側の吸い込み部にはフィルタ⑦が設けられている。フィルタによって回収された粒子はレーザ回折/散乱式粒子径分布測定装置（HORIBA 製，LA-300）によってその粒子径が測定される。なお、予備旋回型の場合の実験装置は分級部以外図 II .1 と同じである。

#### 1.2 分級部の詳細

図 II .16 に、副噴流型における分級部の詳細を示す。副噴流型の形状は概ね図 II .2 と同じであるが、ノズル出口において副噴流を有している。主ノズル幅が 2mm であるのに対して副ノズル幅は 1mm である。主ノズルからは固気二相流が噴出されるのに対

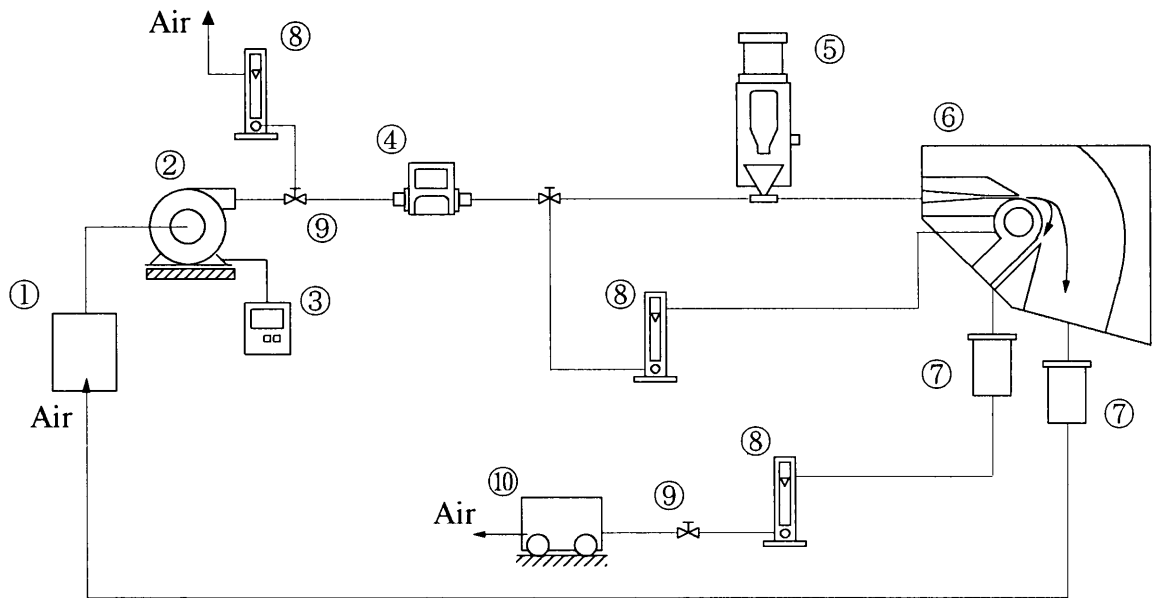
して，サブノズルからは空気単相のみが噴出される．

図 II.17 に，予備旋回型における分級部の詳細を示す．これまでの形状とは大きく異なり，ノズルから噴出される以前に  $90^\circ$  分の湾曲した壁面を有する．その幅は 2mm で一定である．その湾曲した壁面を有したまま大気へと固気二相流れが噴出されている構造になっている．内側の吸い込みは垂直方向であり，流れが非対称性を防ぐため，上下真逆方向に吸い込まれる構造になっている．

なお，どちらの形状においても，流れ場に設置されたスプリッタにより分けられる内側領域と外側領域は 5mm，70mm であり，上下は透明なアクリル板によって高さ 20mm になるように挟まれている．また，分級部上面は大気へ解放されている．

### 1.3 実験条件

II - I 章において  $FR=1$  において最適な運転条件が明らかになった，そこで，本章において  $u_m=40\text{m/s}$ ， $u_i=20\text{m/s}$ ， $Q_{\text{out}}/Q_0=5$  を採用する．副噴流速度  $u_s$  これまでの研究<sup>①</sup>において 40m/s が最適であることが明らかになっている．なお， $LR$  はどちらの形状においても 0.05 である．なお実験は初めに固気二相噴流を噴出させ，粒子が実験装置の壁面やノズルに十分に付着したのを確認した後，それを定常状態と見なし，実験を開始した．



- |                 |                 |                  |
|-----------------|-----------------|------------------|
| ① Air filter    | ⑤ Feeder        | ⑨ Valve          |
| ② Blower        | ⑥ Classifier    | ⑩ Vacuum cleaner |
| ③ Inverter      | ⑦ Dust filter   |                  |
| ④ Flow meter(a) | ⑧ Flow meter(b) |                  |

Fig. II.15 Experimental set-up (sub-jet type)

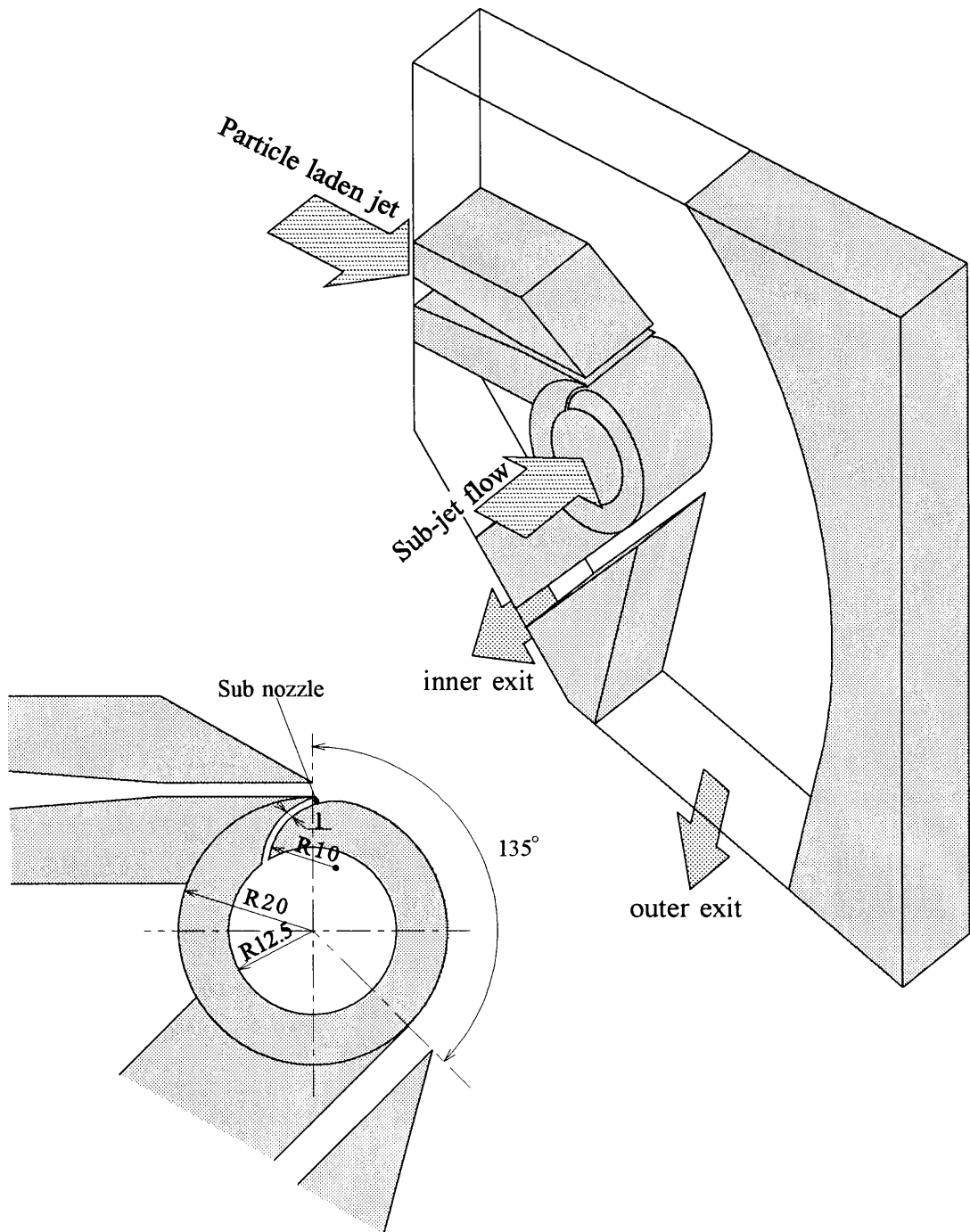


Fig. II.16 Details of tset section (sub-jet type)

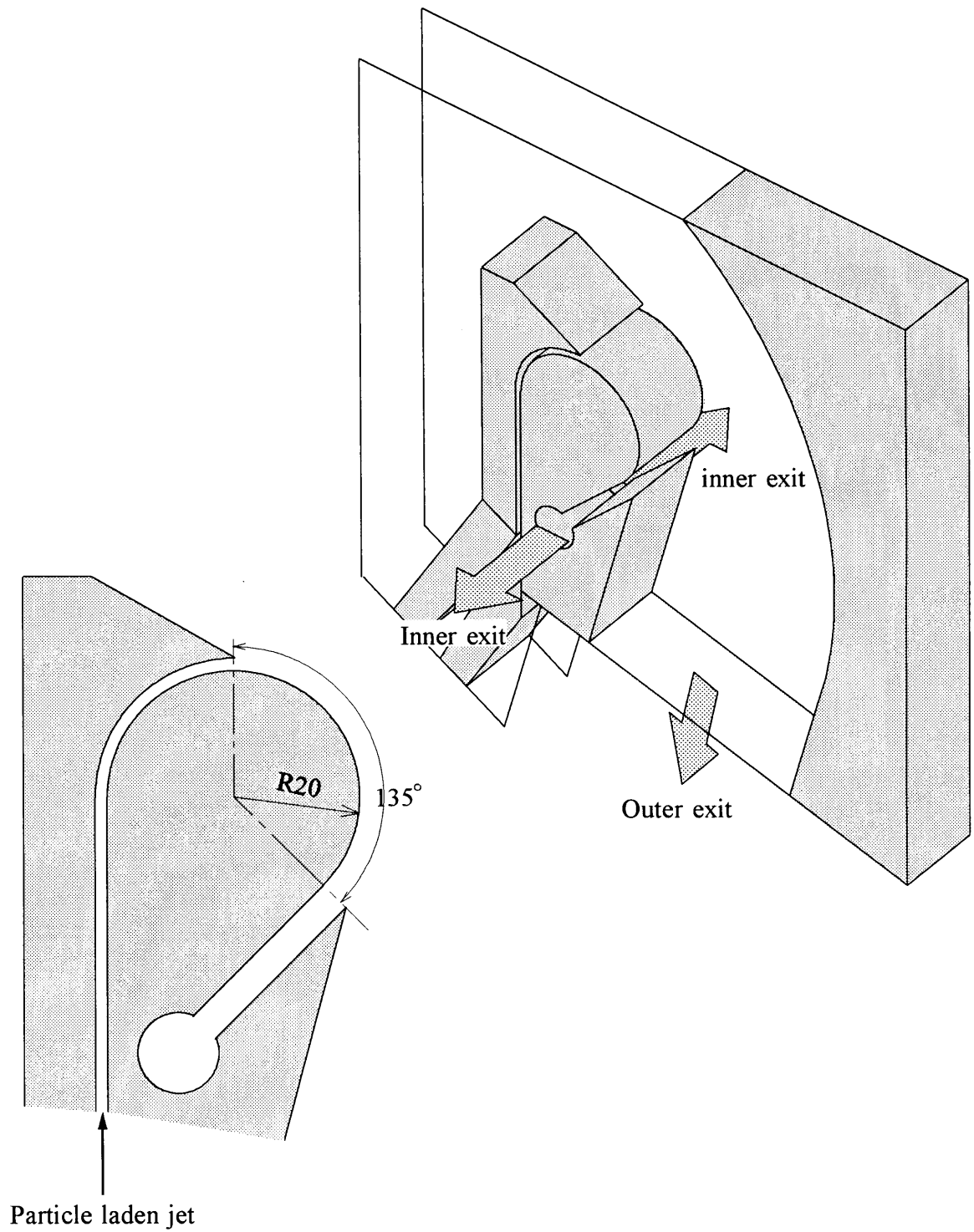


Fig. II.17 Details of test section (pre-circling type)

## 2 数値解析

図 II.18 に、副噴流型の計算領域と、予備旋回型の計算領域を示す。どちらの数値解析においても二次元物体適合座標を採用している。格子数は  $FR=1$  におけるものと等しく、関心のある領域で密となるような不等間隔格子を用いている。重力の影響を考慮するため  $y$  方向に  $-9.8\text{m/s}^2$  の重力加速度を与えている。

境界条件を以下に示す。

### ①：流入条件

速度型流入条件を用い、流入速度  $u_m=40\text{m/s}$  である。

### ①：粒子流入条件

$1\mu\text{m}$  から  $1\mu\text{m}$  間隔でそれぞれ 10 個ずつの粒子が与えられる。粒子は実験と同じガラスビーズを仮定し密度  $2620\text{kg/m}^3$  とした。粒子は十分に小さく、空気の流れに十分に追従しているものとし、初速  $40\text{m/s}$  が与えられる。

### ②<sub>in</sub>：流出条件

質量流束型流出条件を用い、ノズル出口から  $135^\circ$  のスプリッター先端位置における速度  $u_i$  が  $20\text{m/s}$  となるよう境界条件を与えた。

### ②<sub>out</sub>：流出条件

質量流束型流出条件を用い、ノズル出口における流量  $Q_0$  の 5 倍の流量となるよう境界条件を与えた。

### ③：壁面条件

壁面上において速度が 0 となるよう粘着条件を与えた。

### ④：自由流入条件

大気圧での圧力型自由流入条件を与え、 $y$  方向速度成分以外は 0 とした。

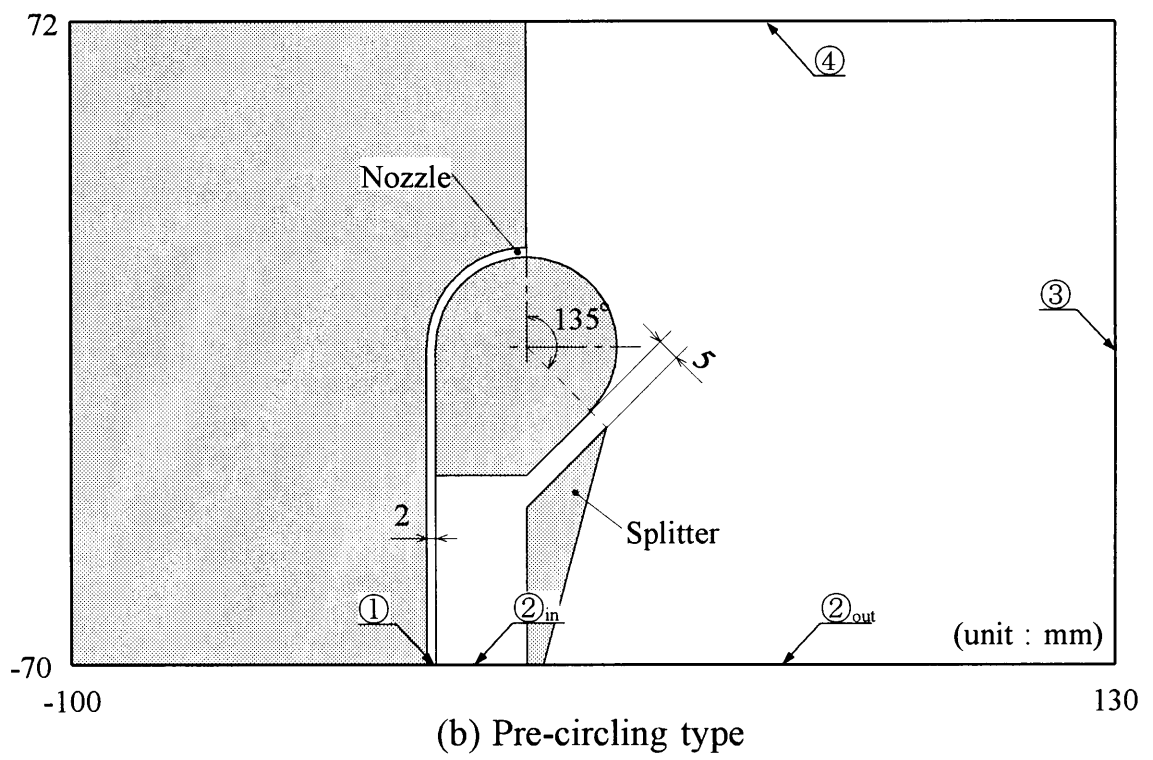
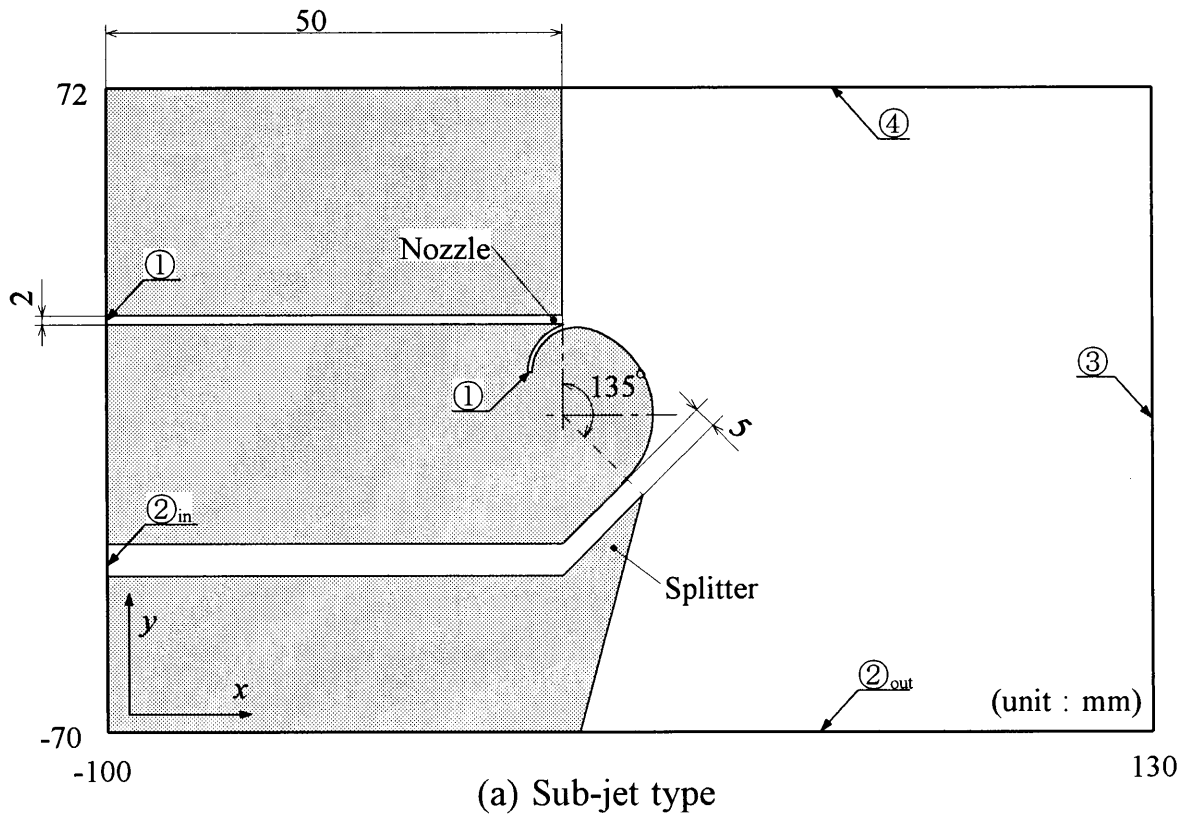


Fig. II.18 Calculation region



### 3. 結果と考察

#### (1) 副噴流の影響

図Ⅱ.19 に、副噴流を用いた場合の実験結果と数値解析結果を示す。比較のため、もっとも優れた運転条件下での  $FR=1$  の結果を示す。副噴流を設けることで、50%分離限界粒径、 $SI$  値ともに増加するという結果に至った。また、数値解析結果は、50%分離限界粒子径は減少するものの、 $SI$  値は増加する。これらの結果は  $FR=1$  において内側吸い込み速度  $u_i$  を  $10\text{m/s}$  としたときの結果と類似している（図Ⅱ.7 参照）。すなわち、副噴流を付加することにより、噴流速度は増加する。

副噴流を用いることによる速度の増加は杉山らによって報告されており、図Ⅱ.20 にその速度分布を示す。そのためノズル出口から  $135^\circ$  の位置における速度が、内側吸い込み速度の  $20\text{m/s}$  以上になるため、内側への粒子の流入が困難になる。そのため、スプリッタ先端位置において複雑な流れ場が形成されることにより分級性能の低下を招いたと考えられる。

また、表 8 に内側に回収された粒子質量の割合を示す。副噴流を用いることでより大きな粒子が内側に回収されるため、回収率も増加することがわかる。

次に、図Ⅱ.21(a)に粒子の挙動を明らかにするために数値解析結果による粒子の軌跡を、図Ⅱ.21(b)に速度ベクトルを示す。粒子軌跡の図より、副噴流の影響のため、壁面近傍を流れる粒子が存在しないことがわかる。また  $20\mu\text{m}$  の粒子は副噴流を付加しない場合と比較して、ノズル出口直後に大きく壁面から離れている。また、速度ベクトルの図より、スプリッタ先端近傍の速度ベクトルが、スプリッタ外側に向いており、この流れより、内側吸い込み速度が小さい場合、粒子の流入を困難にしていることが確認できる。

#### (2) 予備旋回の影響

図Ⅱ.22 に、予備旋回を用いた場合の実験結果と数値解析結果を示す。比較のため、もっとも優れた運転条件下での  $FR=1$  の結果を示す。予備旋回を設けることで、50%分離限界粒子径、 $SI$  値ともに減少していることが分かる。さらに、その減少は数値解析においても同様の結果が得られる。実験における 50%分離限界粒子径は  $5.84\mu\text{m}$  と小さく、 $SI$  値は 1.47 という優れた分級精度を示している。

また表 9 に内側に回収された粒子質量の割合を示す。予備旋回を用いることで 50%

分離限界粒子径の減少は得られるものの、回収率も低下する。50%分離限界粒子径の低下は、回収率の低下を伴う。しかし、予備旋回型において、内側に回収されるためのパスが、これまでの形状に比べ長くなっている。そのことにより、壁面に付着し、回収される粒子の質量の減少が生じたと考えられる。

そこで、図Ⅱ.23(a)に、予備旋回を用いたときの分級性能を詳しく評価するために、捕集された粒子の粒径分布を、図Ⅱ.23(b)に部分分級効率を示す。内側に回収された粒子の分布範囲は非常に鋭く、その分布範囲が狭くなっていること。1.729  $\mu\text{m}$  以下の粒子が外側領域に存在しないことは  $FR=1$  のスタンダードな形状と同じであるが、予備旋回型においては 11.565  $\mu\text{m}$  以上の粒子は内側に存在しない。また、部分分級効率は明らかにこれまでの形状より鋭くなっている。

次に、粒子の挙動を明らかにするために数値解析結果による粒子の軌跡を図Ⅱ.24(a)に、速度ベクトルを図Ⅱ.24(b)に示す。粒子軌跡の図より、1  $\mu\text{m}$  の小さな粒子はノズル出口全面からほぼ一様に噴出しているが、大きな粒子は噴出以前に予備旋回の影響によってノズル上面に押しつけられ、ノズル上方からのみ噴出している様子がわかる。その後、小さな粒子のみが円柱壁面に沿って流れ、大きな粒子はノズル出口直後から壁面から離れて飛行する。さらに、噴出時に粒子に分布径を持たせることが可能なので、分級精度も向上する。

#### 4. まとめ

本検討において、以下の知見を得た。

- ・ 副噴流を用いることで、噴流速度を増加させることが出来る。
- ・ 副噴流を用いると、副噴流のないスタンダードな形状と比較し、50%分離限界粒子径、 $SI$  値ともに増加し、分級性能の向上が見られなかった。
- ・ 予備旋回を用いることで、予備旋回のないスタンダードな形状と比較し、50%分離限界粒子径、 $SI$  値とも減少し、分級精度の向上が見られた。
- ・ 予備旋回を用いると、噴出時に粒径によって異なった分布径を持たせることが可能となり、小さな粒子のみが壁面近傍を流れる。

予備旋回を用いた場合、50%分離限界粒子径： $5.84\ \mu\text{m}$ 、 $SI$  値：1.47 という非常に優れた分級性能を示す。従来、気流を用いた乾式分級では、濾過型、電気集塵型と比べて、小さな粒子径での分級は困難であった。しかし、濾過型、電気集塵型は気流分級よりハンドリングが困難であり、また、流体に液体を用いた湿式分級では、粒子が液中では容易に分散するため、細かな粒子の分級には用いられてきたが、乾燥作業が必要なため大きな手間がかかる。そのため、気流を用いた乾式分級の要求が高い。本研究において得られた、予備旋回を用いた場合でのこれらの結果は非常に有意義である。

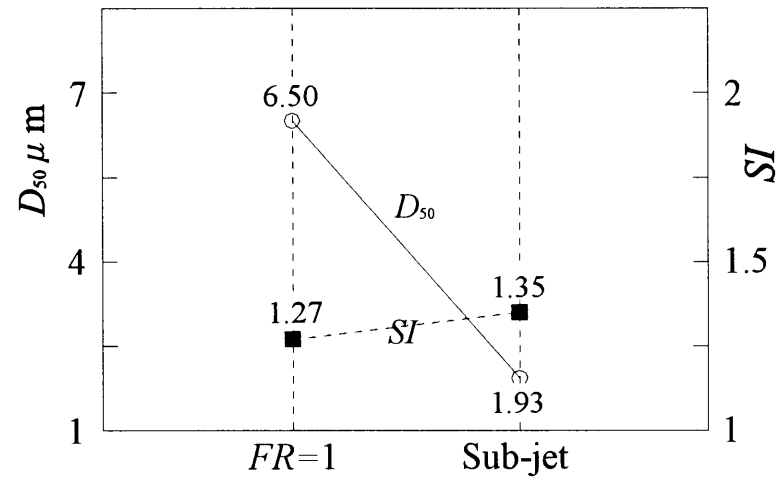
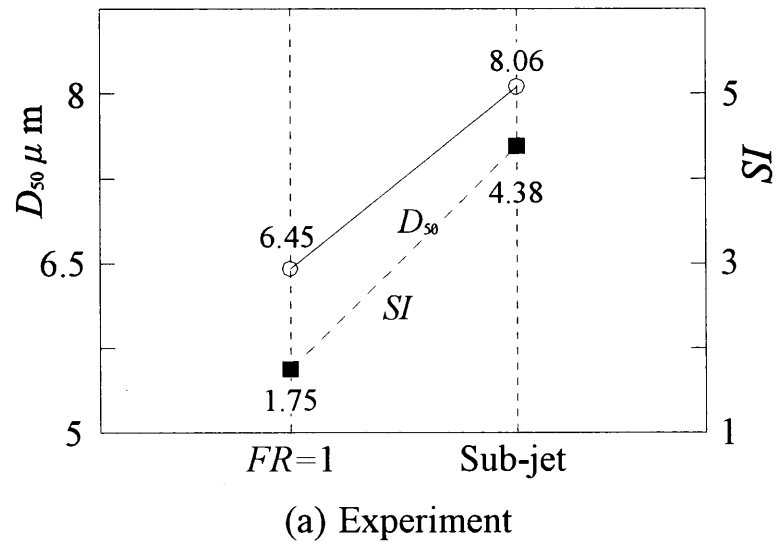


Fig. II.19 Classification point,  $D_{50}$  (effect of sub-jet)

Table.8 Particle collection raion to inner port  
(effect of sub-jet)

Sub-jet	Ratio [%]
Without sub-jet	10.4
With sub-jet	13.7

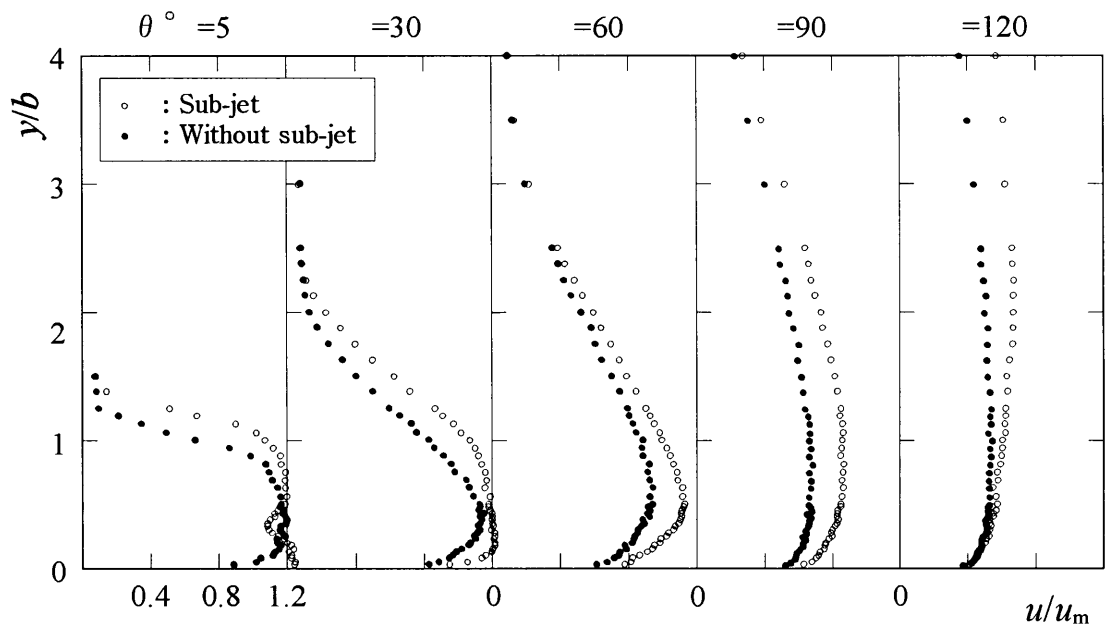
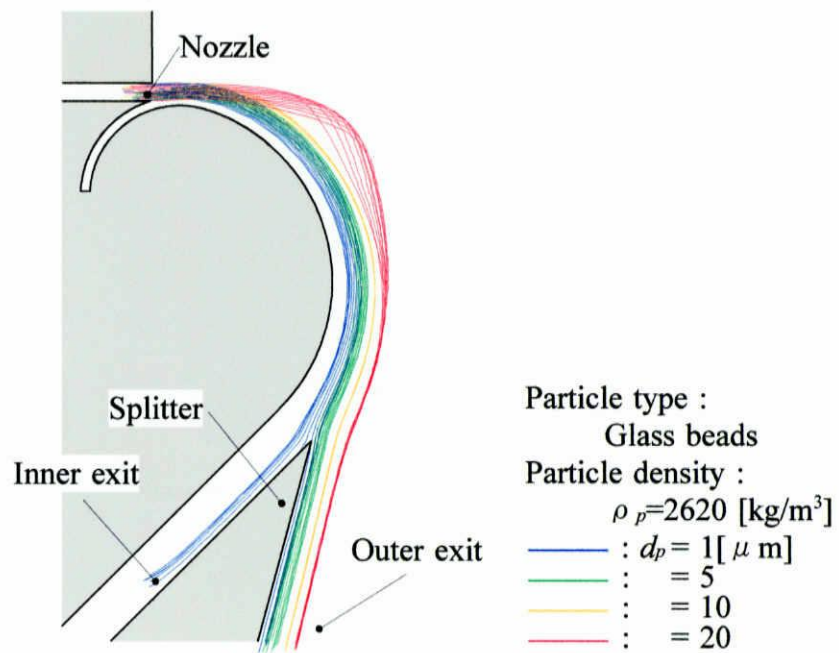
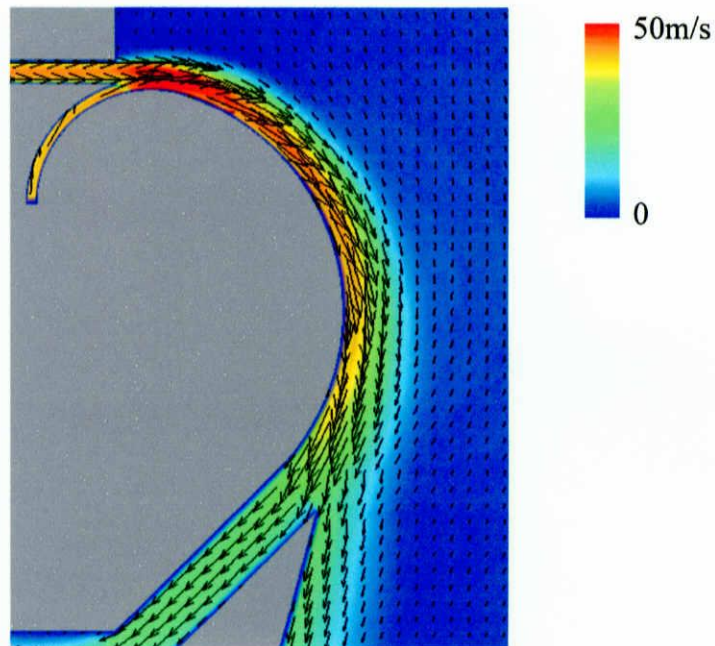


Fig. II.20 Velocity profile,  $u/u_m$ - $y/b$

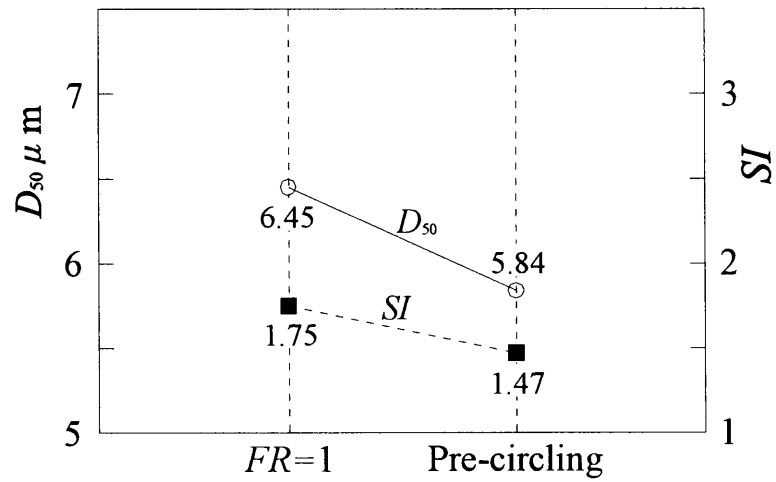


(a) Particle trajectory

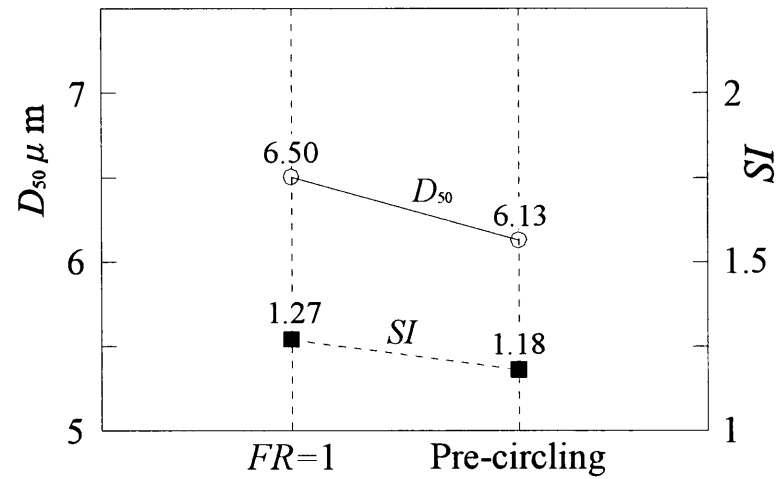


(b) velocity vector

Fig. II.21 Calculation results (sub-jet type)



(a) Experiment

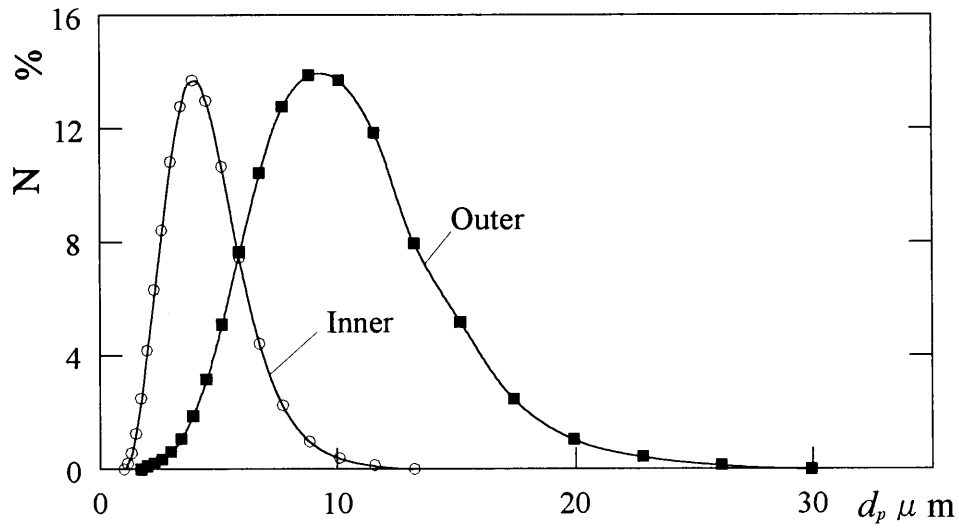


(b) Calculation

Fig. II.22 Classification point,  $D_{50}$  (effect of pre-circling)

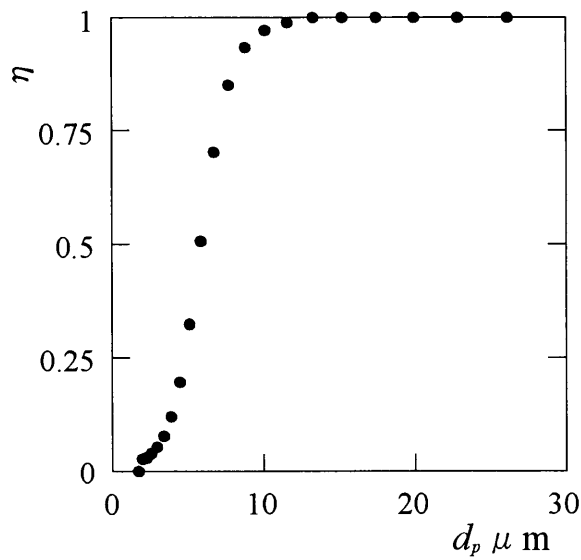
Table.9 Particle collection ration to inner port  
(effect of pre-circling)

Pre-circling	Ratio [%]
Without pre-circling	10.4
With pre-circling	6.0



Diameter [ $\mu m$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu m$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu m$ ]	inner [%]	outer [%]
1.005	0	0	3.409	12.765	1.072	11.565	0.133	11.842
1.151	0.198	0	3.095	13.693	1.870	13.246	0	7.952
1.318	0.566	0	4.472	12.972	3.165	15.172	0	5.178
1.510	1.262	0	5.122	10.652	5.103	17.377	0	2.470
1.729	2.502	0	5.867	7.461	7.653	19.904	0	1.049
1.981	4.186	0.116	6.720	4.425	10.447	22.797	0	0.430
2.269	6.340	0.200	7.697	2.237	12.775	26.111	0	0.139
2.599	8.422	0.349	8.816	0.975	13.876	29.907	0	0
2.976	10.822	0.611	10.097	0.389	13.701	34.255	0	0

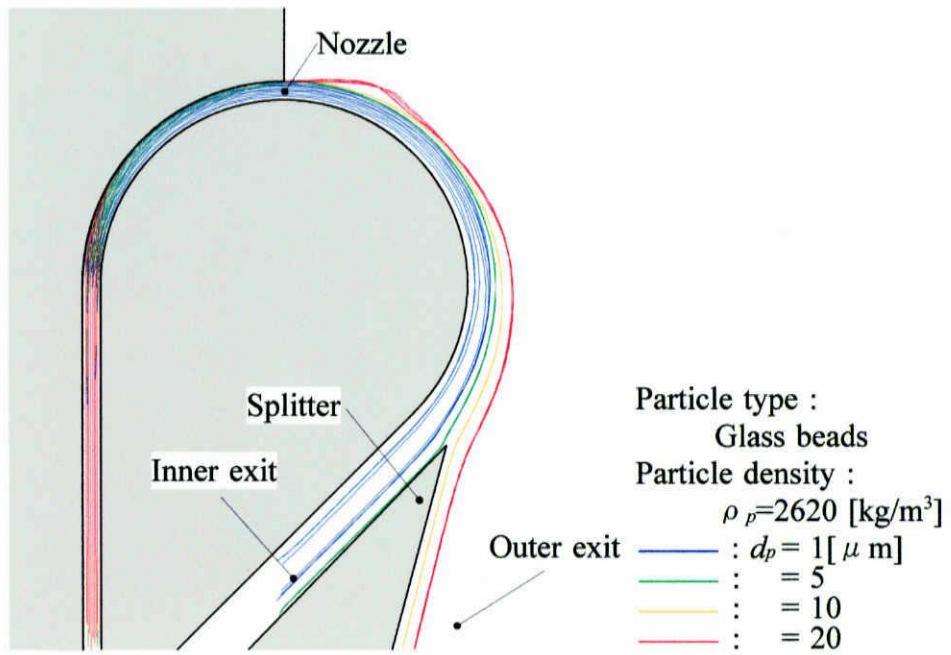
(a) Size distribution (after classification)



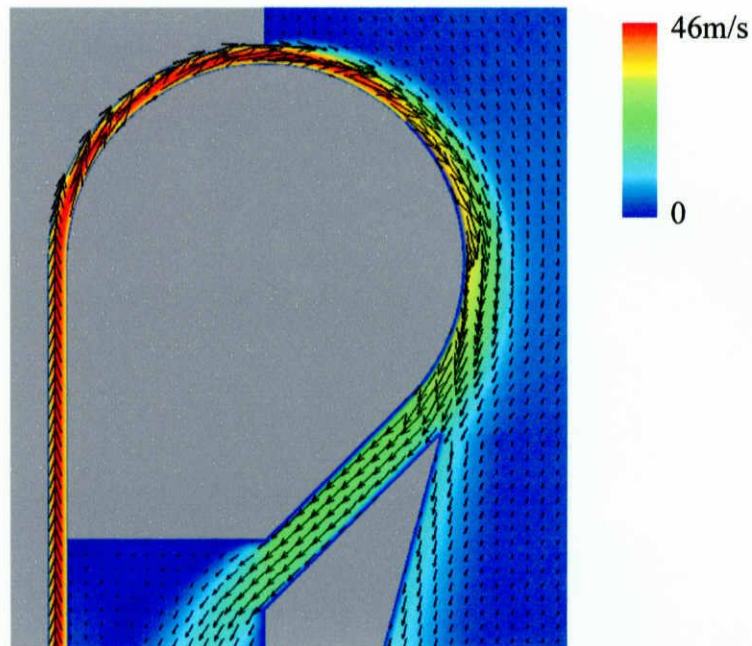
(b) Partial classification efficiency

Fig. II.23 Classification performance (pre-circling type)





(a) Particle trajectory



(b) velocity vector

Fig. II.24 Calculation results (pre-circling type)

## 第 4 章 結 論

本研究では，まずはじめに曲壁面に沿って流れるコアンダ付着噴流の流動特性に及ぼす付着壁面の曲率の影響を円柱と長短径比の異なる種類の楕円柱を使って検討した．

次いで，微粉粒子を含むコアンダ付着噴流による微粉粒子の分級を円柱，上記の楕円柱，および円柱に副噴流，予備旋回を設けた場合について検討した．

その結果，以下の事項が明らかとなった．

### 1. コアンダ付着噴流（空気単相）に対する壁面曲率の影響

- (1) コアンダ付着噴流の壁面接線方向速度，最大速度，最大速度位置（境界層厚さ），噴流幅，半値幅，巻き込み流量は，ノズル出口（ $\theta = 0^\circ$ ）から  $\theta = 60^\circ$  まで壁面曲率  $FR$  によらずほぼ同様であるが， $\theta > 90^\circ$  では壁面曲率の影響を受け流動特性が異なる．
- (2) 壁面接線方向速度は， $FR$  が大きいほどはやく減衰し，噴流幅が大きくなる．最大速度は，曲壁面に沿う距離で表すと，ほぼ直線的に減衰する．
- (3) ポテンシャルコア領域は  $\theta \approx 15^\circ$  まで存在する．また， $\theta = 15 \sim 120^\circ$  では，速度分布形は相似となる．なお，二次元壁面噴流に対する Verhoff の結果（式）と比較すると，その分布は遠心力の作用により  $y$  方向に拡散しているのがわかる．
- (4) 円柱壁面上の圧力分布は，各壁面形状の曲率半径の分布形と類似し，流れのはく離は  $FR$  が大きいほどはよい．

### 2. コアンダ付着噴流による微粉粒子の気流分級

- (1) 円柱（ $FR=1$ ）の場合，微粉粒子の分級性能はノズル出口平均流速  $u_m=40\text{m/s}$ ，内側吸い込み速度  $u_i=20\text{m/s}$ ，外側吸い込み速度  $Q_{\text{out}}/Q_0=5$  で最も優れ，分級点  $D_{50}=6.45\ \mu\text{m}$ ，分級の鋭さ  $SI=1.75$  を得た．
- (2) ノズル出口平均流速と外側吸い込み速度が増加すると，粒子に作用する遠心力が増加するので  $D_{50}$  は小さくなる．しかし，内側吸い込み速度が減少すると  $D_{50}$  は大きくなる．
- (3) 一部に大きな最大曲率を持つ楕円柱  $FR=1.25$ ， $1.5$  では，その分級性能は低下し，ノズル直後に最も大きな曲率を持つ  $FR=1$ （円柱）で最も優れた分級性能を有す

るのが知れた。

- (4) 円柱においてノズル出口直後に副噴流を用いると、噴流速度を増加させることができるが、分級性能の向上はみられなかった。
- (5) 円柱において、ノズル出口の手前に粒子に予備的に遠心力を与える目的で曲率をもった流路を使用する（予備旋回型）と、予備旋回のない従来の場合（ $FR=1$ ,  $D_{50}=6.45\ \mu\text{m}$ ,  $SI=1.75$ ）よりさらに分級性能を向上させることができ、 $D_{50}=5.84\ \mu\text{m}$ ,  $SI=1.47$ を得た。

本研究では、予備旋回型のコアンダ式気流分級機が最も良い分級性能を示した。なお、これは、構造のより複雑な一般のサイクロン分級機に比べて、かなり良い分級性能といえる。

## 第 5 章 付 録

本章では付録として本論文中で省略した以下の図を掲載する.

- ・ 分級性能

Fig.A.1 Classification performance ( $u_m=20\text{ms}$ )

Fig.A.2 Classification performance ( $u_i=10\text{m/s}$ )

Fig.A.3 Classification performance ( $Q_{\text{out}}/Q_0=4$ )

Fig.A.4 Classification performance ( $Q_{\text{out}}/Q_0=8$ )

Fig.A.5 Classification performance ( $FR=1.25$ )

Fig.A.6 Classification performance ( $FR=1.5$ )

Fig.A.7 Classification performance (sub-jet type)

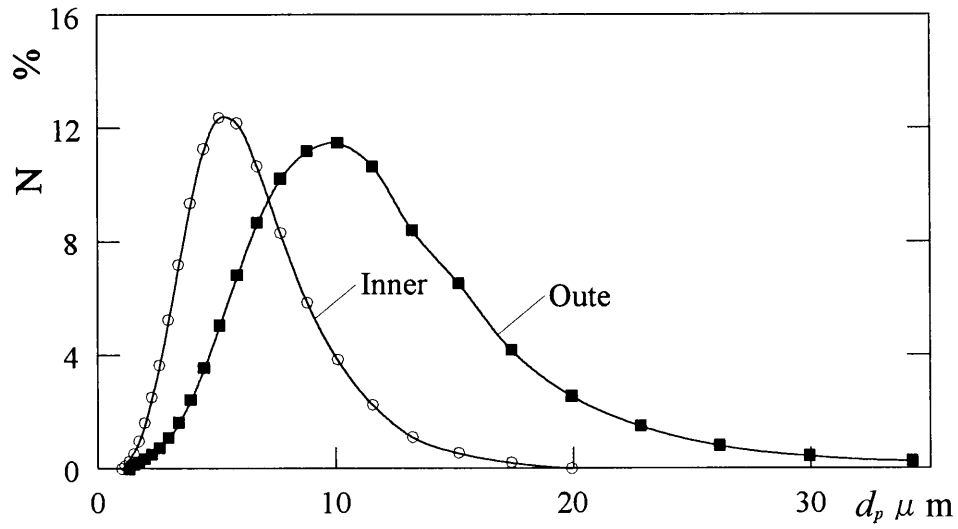
- ・ 計算結果

Fig.B.1 Calculation results ( $u_m=20\text{ms}$ )

Fig.B.2 Calculation results ( $u_i=10\text{m/s}$ )

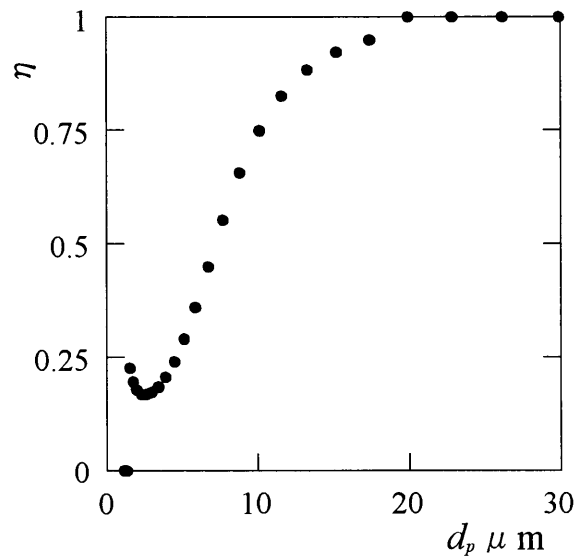
Fig.B.3 Calculation results ( $Q_{\text{out}}/Q_0=4$ )

Fig.B.4 Calculation results ( $Q_{\text{out}}/Q_0=8$ )



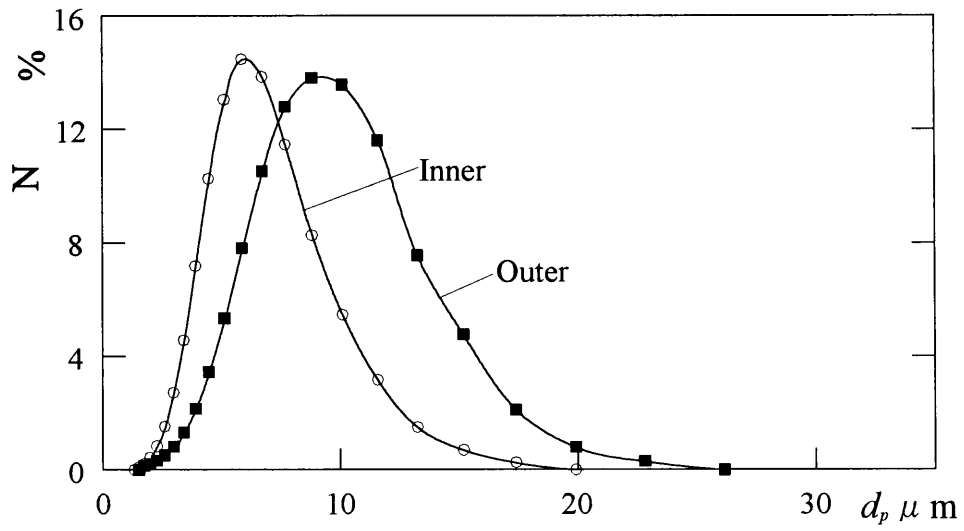
Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]
1.005	0	0	3.409	7.191	1.625	11.565	2.242	10.644
1.151	0.104	0	3.095	9.356	2.424	13.246	1.104	8.409
1.318	0.255	0	4.472	11.268	3.555	15.172	0.546	6.535
1.510	0.519	0.151	5.122	12.362	5.053	17.377	0.221	4.179
1.729	0.971	0.236	5.867	12.165	6.836	19.904	0	2.554
1.981	1.607	0.347	6.720	10.652	8.672	22.797	0	1.506
2.269	2.513	0.505	7.697	8.320	10.224	26.111	0	0.815
2.599	3.655	0.738	8.816	5.853	11.182	29.907	0	0.456
2.976	5.246	1.093	10.097	3.849	11.474	34.255	0	0.272

(a) Size distribution (after classification)



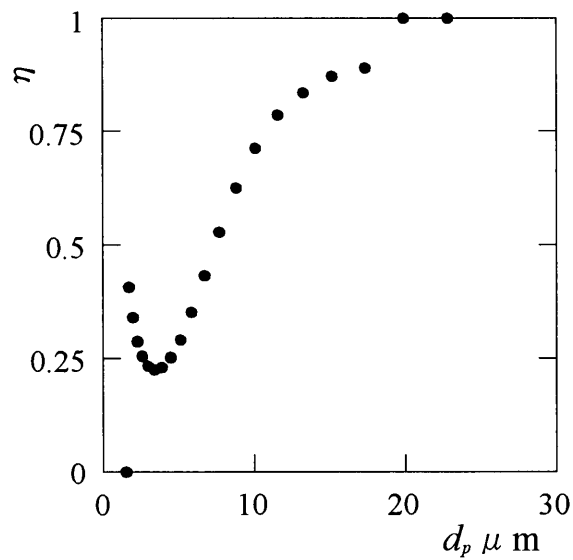
(b) Partial classification efficiency

Fig.A.1 Classification performance ( $u_m = 20\text{m/s}$ )



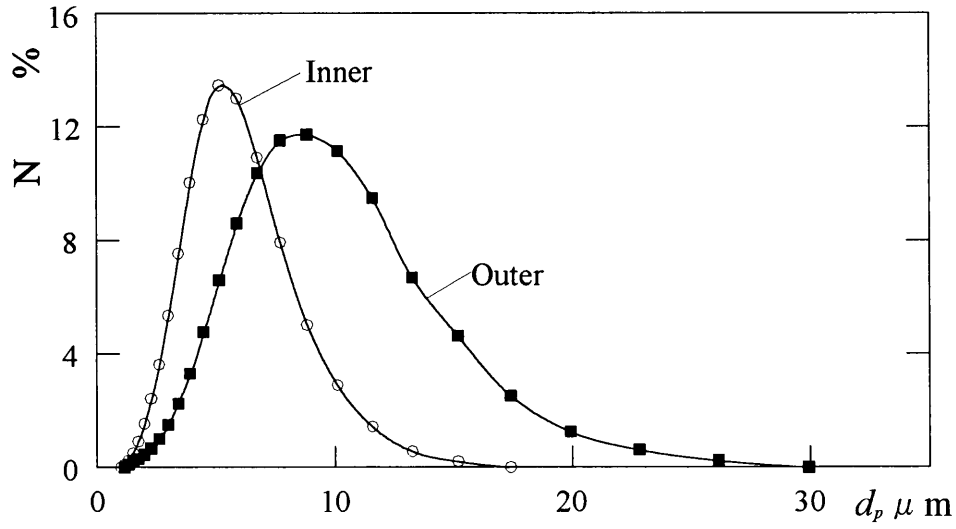
Diameter [ $\mu m$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu m$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu m$ ]	inner [%]	outer [%]
1.005	0	0	3.409	4.566	1.322	11.565	3.165	11.607
1.151	0	0	3.095	7.188	2.150	13.246	1.490	7.560
1.318	0	0	4.472	10.268	3.450	15.172	0.698	4.764
1.510	0.104	0	5.122	13.042	5.353	17.377	0.260	2.113
1.729	0.219	0.150	5.867	14.459	7.829	19.904	0	0.809
1.981	0.431	0.222	6.720	13.843	10.534	22.797	0	0.299
2.269	0.832	0.335	7.697	11.454	12.785	26.111	0	0
2.599	1.521	0.519	8.816	8.279	13.808	29.907	0	0
2.976	2.710	0.822	10.097	5.470	13.566	34.255	0	0

(a) Size distribution (after classification)



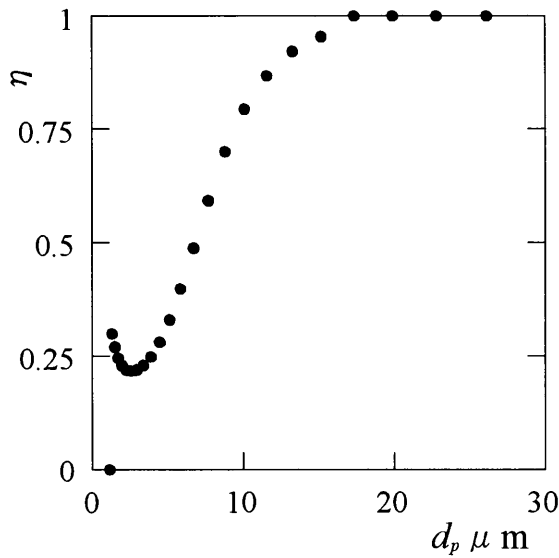
(b) Partial classification efficiency

Fig.A.2 Classification performance ( $u_i = 10m/s$ )



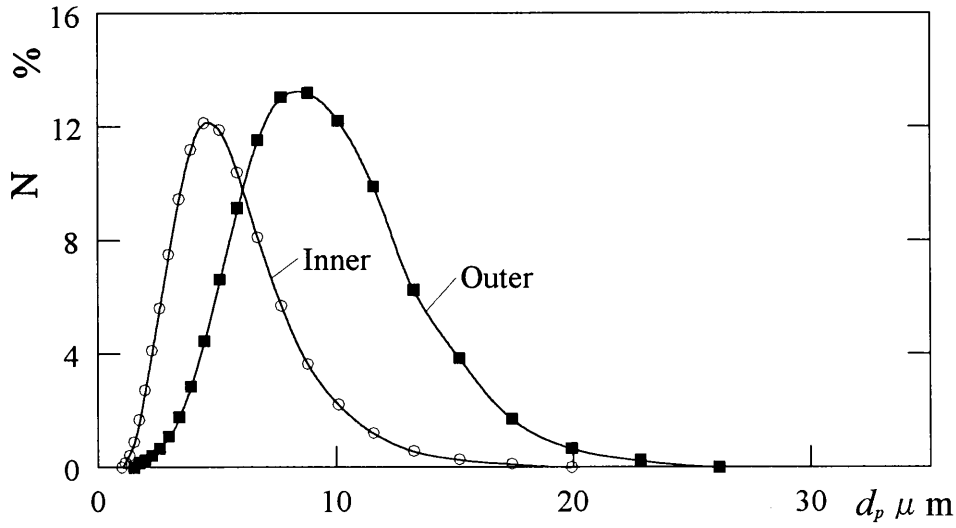
Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]
1.005	0	0	3.409	7.538	2.239	11.565	1.441	9.485
1.151	0.108	0	3.095	10.034	3.316	13.246	0.565	6.684
1.318	0.251	0.107	4.472	12.256	4.781	15.172	0.220	4.645
1.510	0.498	0.184	5.122	13.454	6.609	17.377	0	2.521
1.729	0.921	0.300	5.867	13.002	8.601	19.904	0	1.261
1.981	1.530	0.455	6.720	10.914	10.379	22.797	0	0.612
2.269	2.431	0.680	7.697	7.935	11.516	26.111	0	0.244
2.599	3.629	1.006	8.816	5.020	11.722	29.907	0	0
2.976	5.353	1.504	10.097	2.899	11.149	34.255	0	0

(a) Size distribution (after classification)



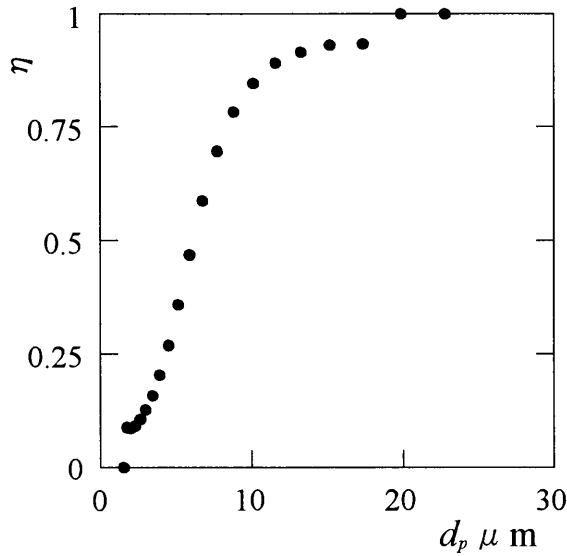
(b) Partial classification efficiency

Fig.A.3 Classification performance ( $Q_{\text{out}}/Q_0 = 4$ )



Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]
1.005	0	0	3.409	9.462	1.768	11.565	1.204	9.902
1.151	0.160	0	3.095	11.193	2.853	13.246	0.579	6.250
1.318	0.422	0	4.472	12.129	4.458	15.172	0.282	3.852
1.510	0.885	0	5.122	11.881	6.624	17.377	0.120	1.706
1.729	1.674	0.161	5.867	10.400	9.149	19.904	0	0.658
1.981	2.729	0.257	6.720	8.112	11.519	22.797	0	0.247
2.269	4.111	0.413	7.697	5.690	13.042	26.111	0	0
2.599	5.608	0.667	8.816	3.644	13.184	29.907	0	0
2.976	7.505	0.087	10.097	2.212	12.206	34.255	0	0

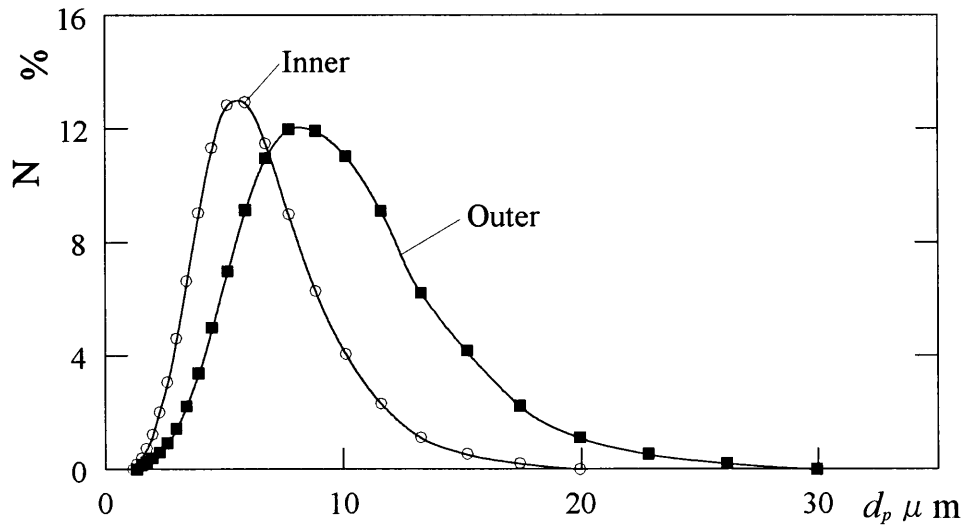
(a) Size distribution (after classification)



(b) Partial classification efficiency

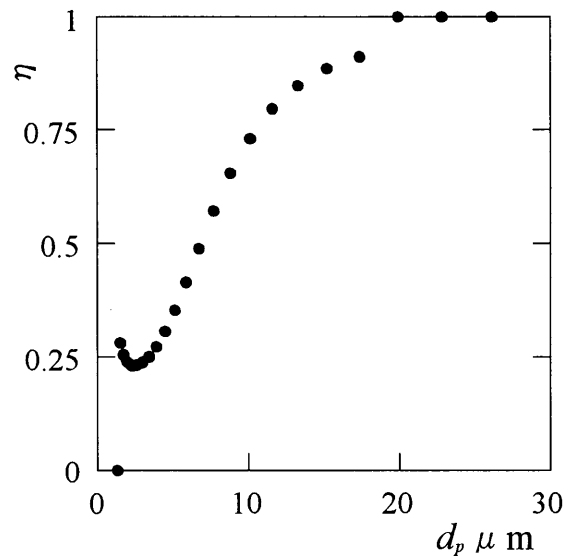
Fig.A.4 Classification performance ( $Q_{\text{out}}/Q_0 = 8$ )





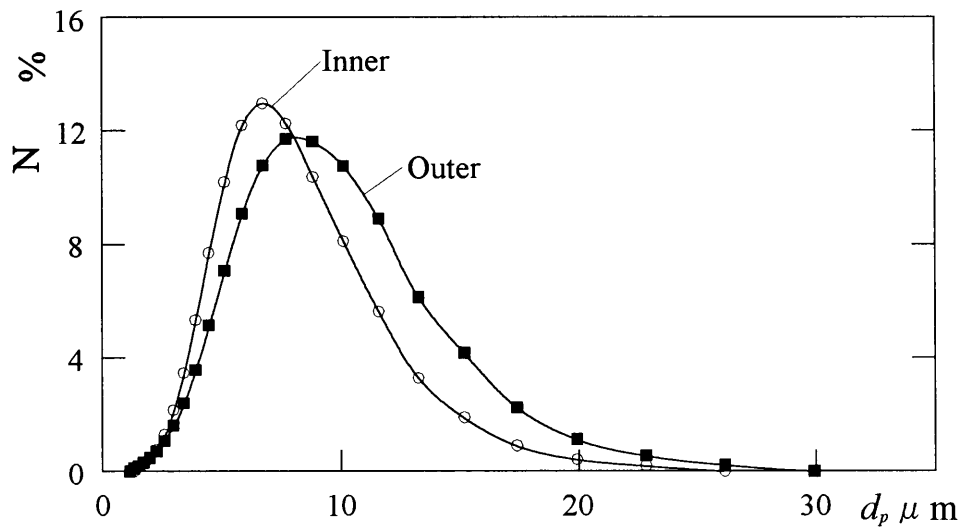
Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	inner [%]	outer [%]
1.005	0	0	3.409	6.640	2.218	11.565	2.322	9.106
1.151	0	0	3.095	9.037	3.384	13.246	1.117	6.225
1.318	0.189	0	4.472	11.326	4.990	15.172	0.538	4.195
1.510	0.384	0.150	5.122	12.837	6.994	17.377	0.215	2.236
1.729	0.726	0.248	5.867	12.935	9.139	19.904	0	1.114
1.981	1.233	0.387	6.720	11.479	10.964	22.797	0	0.538
2.269	2.007	0.600	7.697	8.990	11.981	26.111	0	0.222
2.599	3.065	0.926	8.816	6.278	11.920	29.907	0	0
2.976	4.618	1.437	10.097	4.064	11.026	34.255	0	0

(a) Size distribution (after classification)



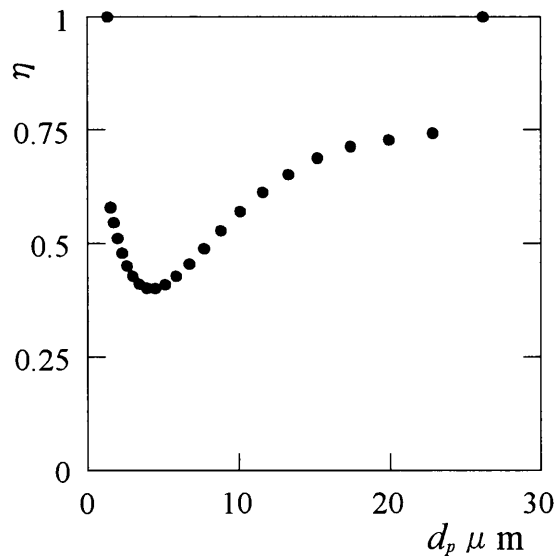
(b) Partial classification efficiency

Fig.A.5 Classification performance ( $FR=1.25$ )



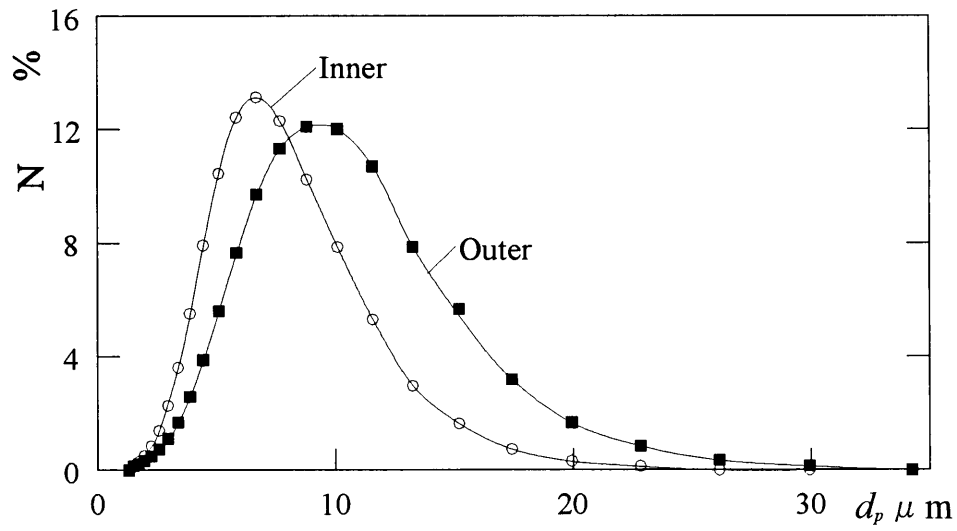
Diameter [ $\mu m$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu m$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu m$ ]	inner [%]	outer [%]
1.005	0	0	3.409	3.462	2.409	11.565	5.638	8.913
1.151	0	0	3.095	5.338	3.580	13.246	3.281	6.139
1.318	0	0.111	4.472	7.698	5.154	15.172	1.894	4.174
1.510	0.138	0.190	5.122	10.199	7.077	17.377	0.902	2.245
1.729	0.258	0.310	5.867	12.182	9.094	19.904	0.421	1.127
1.981	0.451	0.472	6.720	12.961	10.781	22.797	0.190	0.549
2.269	0.778	0.712	7.697	12.256	11.699	26.111	0	0.226
2.599	1.301	1.065	8.816	10.378	11.612	29.907	0	0
2.976	2.156	1.606	10.097	8.117	10.756	34.255	0	0

(a) Size distribution (after classification)



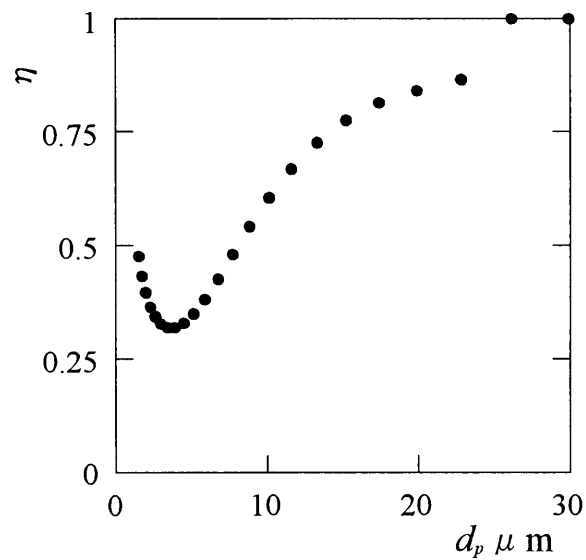
(b) Partial classification efficiency

Fig.A.6 Classification performance ( $FR=1.5$ )



Diameter [ $\mu m$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu m$ ]	inner [%]	outer [%]	Diameter [ $\mu m$ ]	inner [%]	outer [%]
1.005	0	0	3.409	3.611	1.689	11.565	2.971	10.699
1.151	0	0	3.095	5.525	2.586	13.246	1.643	7.860
1.318	0	0	4.472	7.924	3.880	15.172	0.731	5.670
1.510	0.160	0.145	5.122	10.449	5.608	17.377	0.314	3.201
1.729	0.292	0.222	5.867	12.418	7.658	19.904	0.130	1.665
1.981	0.499	0.327	6.720	13.124	9.714	22.797	0	0.840
2.269	0.844	0.483	7.697	12.284	11.325	26.111	0	0.352
2.599	1.389	0.726	8.816	7.857	12.089	29.907	0	0.143
2.976	2.272	1.104	10.097	5.321	12.013	34.255	0	0

(a) Size distribution (after classification)



(b) Partial classification efficiency

Fig.A.7 Classification performance (sub-jet type)

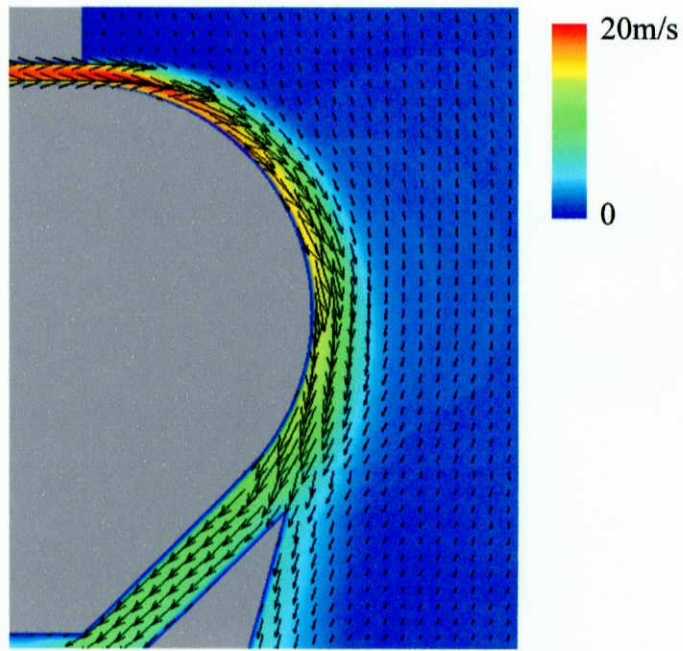
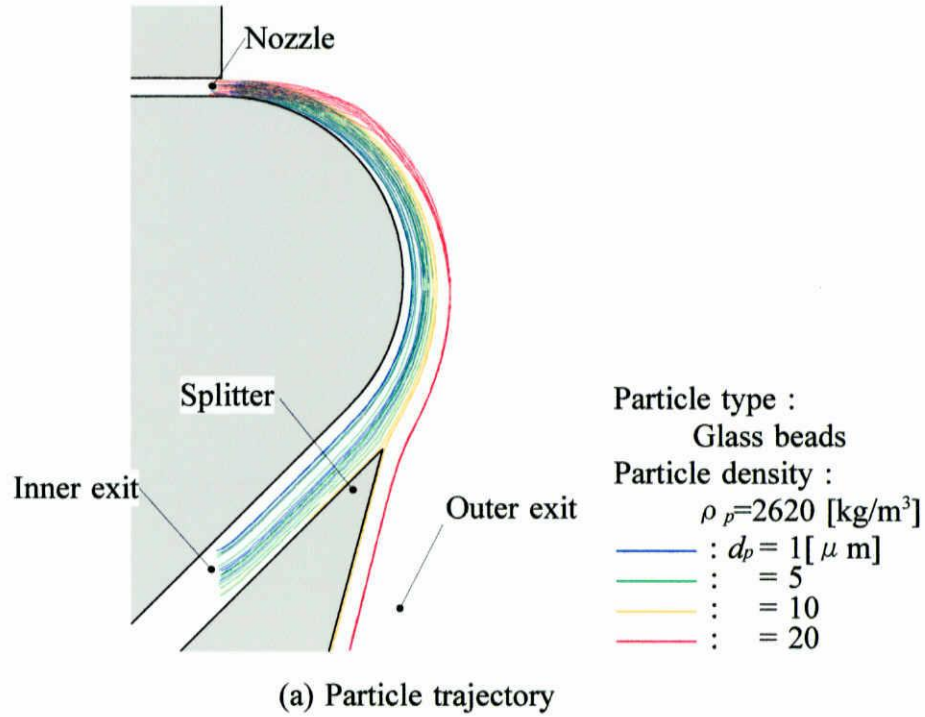
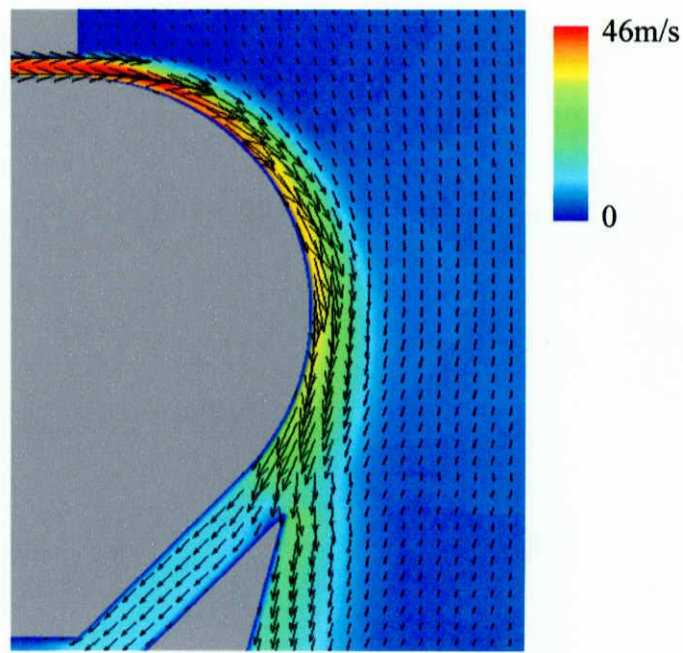
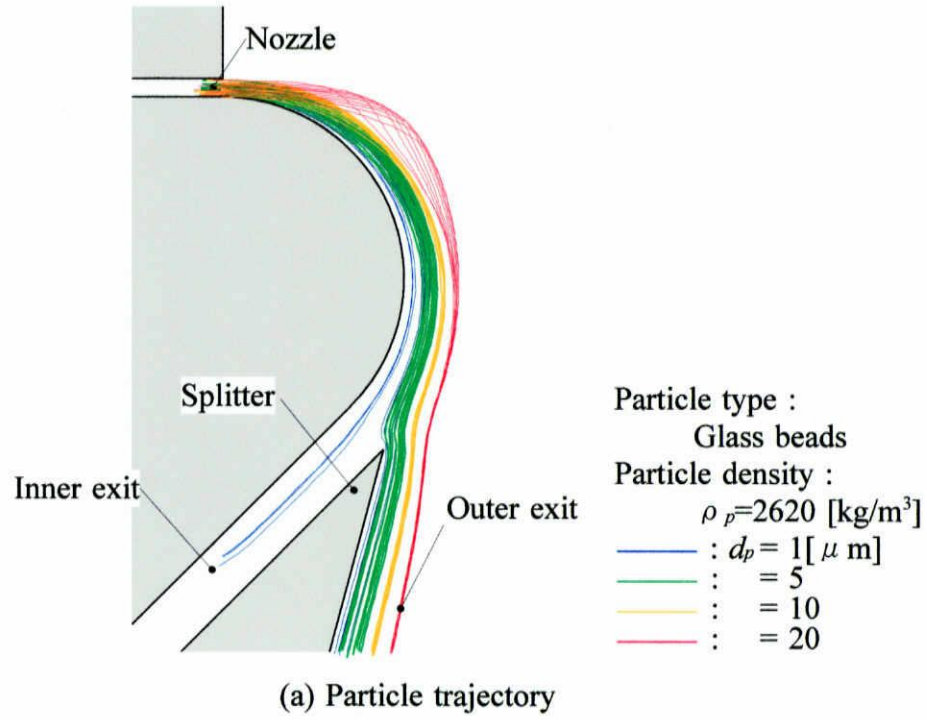
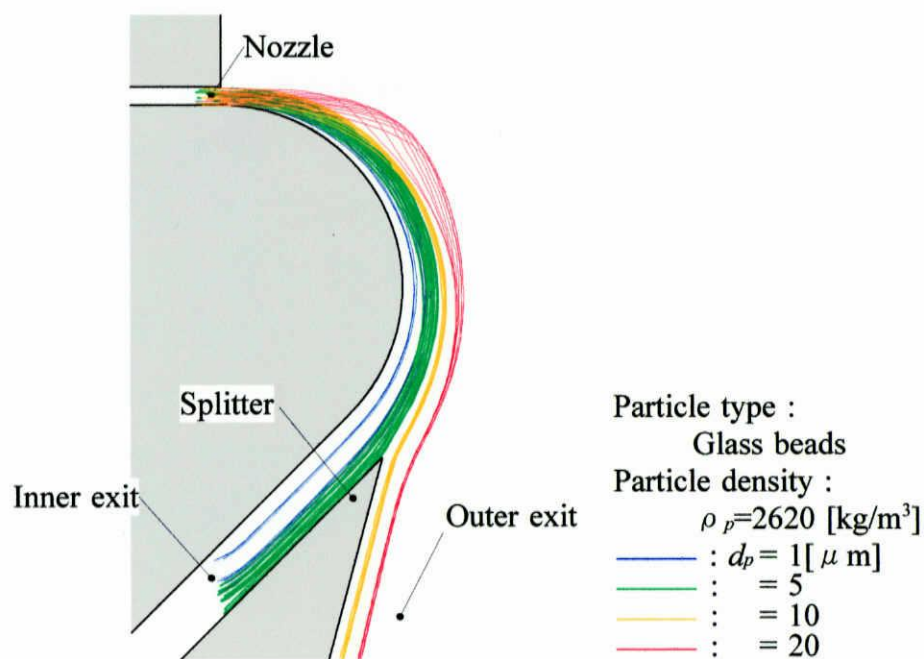


Fig.B.1 Calculation results ( $u_m=20\text{m/s}$ )

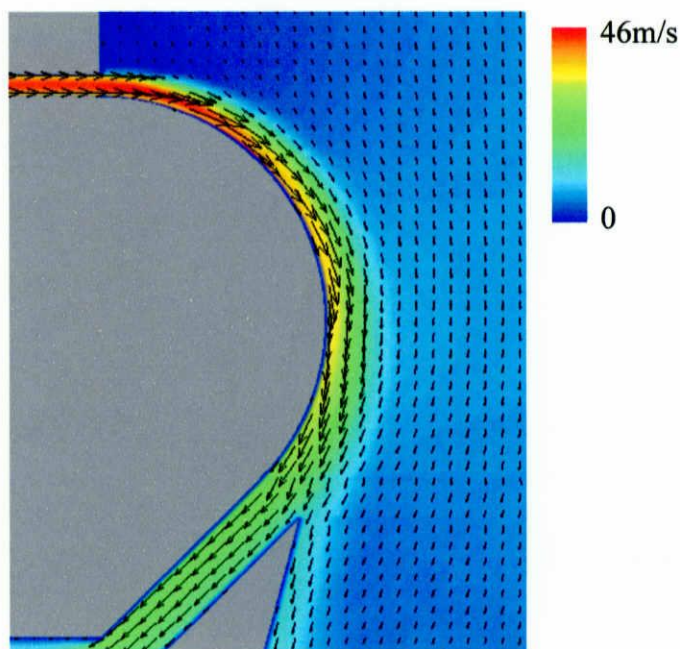


(b) Velocity vector

Fig.B.2 Calculation results ( $u_i = 10 \text{ m/s}$ )



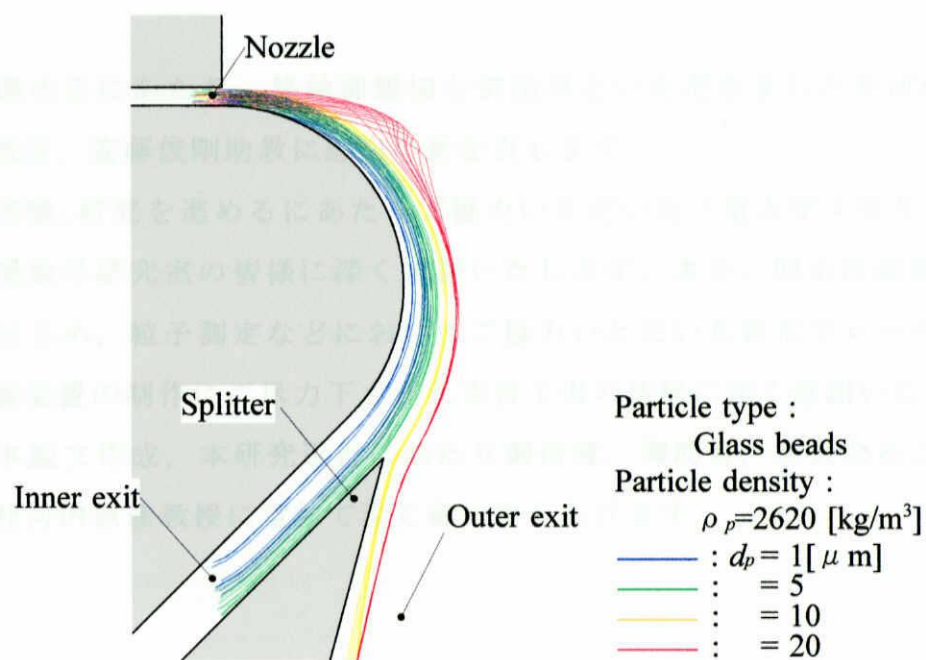
(a) Particle trajectory



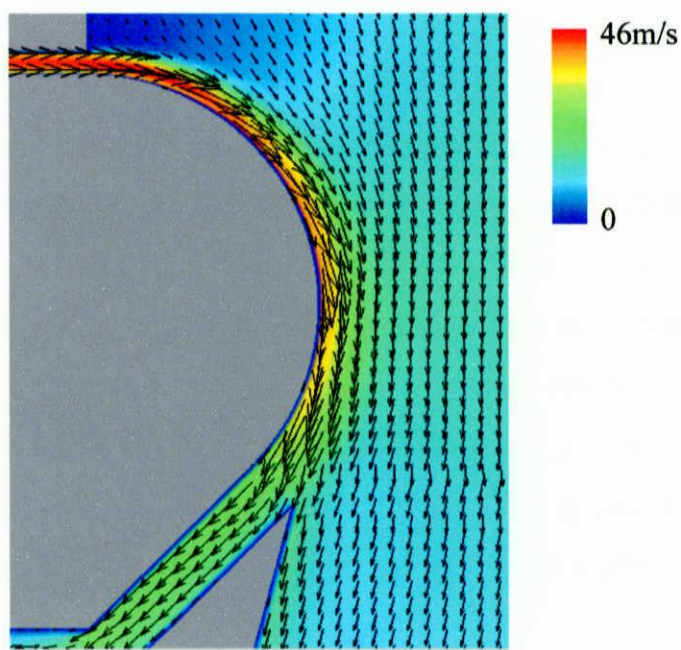
(b) Velocity vector

Fig.B.3 Calculation results ( $Q_{\text{out}}/Q_0=4$ )





(a) Particle trajectory



(b) Velocity vector

Fig.B.4 Calculation results ( $Q_{\text{out}}/Q_0=8$ )

## 謝辞

本研究を進めるにあたり，終始御懇切な御指導をいただきました社河内敏彦教授，辻本公一助教授，安藤俊剛助教に感謝の意を表します．

ならびに実験，研究を進めるにあたりご協力いただいた三重大学 4 年生川崎洋輔君，および流動現象学研究室の皆様は深く感謝いたします．また，博士後期課程 3 年生杉本真樹氏をはじめ，粒子測定などにおいてご協力いただいた新東ブレーター株式会社の皆様，実験装置の制作にご尽力下さった実習工場の皆様に深く感謝いたします．

最後に，本論文作成，本研究遂行にあたり御指導，御助言，多大なるご協力をいただきました社河内敏彦教授に重ねて深く御礼申し上げます．



## 参考文献

- (1)Dionysios I. Kolaitis and Maria A. Founti, Modeling of the gas-particle flow in industrial classification chambers for design optimization, Powder Technology 125 (2002) pp.298-305.
- (2)Kap-Jong RIU・Jung-soo KIM and In-Su CHOI, Experimental Investigation on Dust Separation Characteristics of a Vortex Tube, JSME International Journal Series B, Vol.47, No.1, (2004), pp.29-36.
- (3) H.Tsuji and H.Makino and H.Yoshida, Classification and collection of fine particles by means of backward sampling, Powder Technology, 118, (2001), pp.45-52.
- (4)Shurong Wang・Menxiang Fang・Zhongyang Luo・Xuantian Li・Mingjiang Ni and Kefa Cen, Instantaneous separation model of a square cyclone, Powder Technology, 102, (1999), pp.65-70.
- (5)Hideto Yoshida・Umi Norimoto and Kunihiro Fukui, Effect of blade rotation on particle classification performance of hydro-cyclones, Powder Technology, 164, (2006), pp.103-110
- (6)S.Okuda and J. Yasukuni, Application of Fluidics Principle to Fine Particle Classification, Proceedings of International Symposium Powder Technology, (1981), pp.771-780.
- (7)社河内敏彦・小野原美德・加藤征三, 円柱壁面に沿う噴流の流動特性 (第1報, 速度および圧力分布), 日本機械学会論文集 (B編), 54巻 500号, (1988), pp.783-790.
- (8)社河内敏彦・小野原美德・加藤征三, 円柱壁面に沿う噴流の流動特性 (第1報, 速度及び圧力分布) 日本機械学会論文集 (B編), 54巻 500号, (1988), pp.783-790.
- (9)八木田幹・鹿野一郎・清野雅人, コアング効果を受ける円柱に沿う壁面噴流のはく離の不安定性について, 日本機械学会論文 (B編), 70巻 691号, (2004-3), pp.32-39.
- (10)山本英夫・伊ヶ崎文和・山田昌治, 粉の本, 日刊工業新聞社, (2004).
- (11)越塚誠一, 数値流体力学, 培風館, (2002).
- (12)Verhoff,A., The two-dimensional turbulent wall jet with and without an external stream, Princeton Univ, (1963), Rep.626.
- (13)社河内敏彦, 噴流工学－基礎と応用－, 森北出版, (2004).
- (14)D.J.WILSON and R.J.GOLDSTEIN, Turbulent Wall Jets With Cylindrical Streamwise Surface Curvature, Trans. of ASME, JOURNAL OF FLUIDS ENGINEERING Vol.98

(1976), pp.550-557.

(15)N.Rajaratnam, TURBULENT JETS, Elsevier, (1976), pp.206-218.

(16) 杉山拓也, 円柱壁面に沿うコアンダ噴流の挙動とその制御・応用に関する研究,  
平成 15 年修士論文, (2004)

(17)日本機械学会編, 機械工学便覧(基礎編 流体力学), 丸善(2001).