The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	可視化技術を用いた高速ウォータージェットの高度化及び流動構造の解明に関する研究
Author(s)	阿部, 宏幸
Citation	大阪大学, 2014, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/52156
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

博士学位論文

可視化技術を用いた高速ウォータージェットの高度化及び流動構造の解明に関する研究

阿 部 宏 幸

2014 年 4 月

大阪大学大学院工学研究科

目　次

1.　緒論　・・1-1
1.1　ウォータージェットの概要・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・1-1
1.2　建設業での利用の経緯と本研究の目的・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・1-4
1.2.1 建設業における高速ウォータージェットの利用　・・・・・・・・・・・1-4
1.2.2 本研究の目的　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・1-12
1.3　本論文の構成・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・1-13
参考文献　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・1-15

2.　流動構造解明のための可視化技術　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-1
2.1　実験装置及び実験方法　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-4
2.1.1　高速ウォータージェットの可視化　・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-4
2.1.2　PIV 法による速度計測　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-15
2.1.3　PTV-LIF 法による高速ウォータージェットの速度計測　・・・・・2-16
2.1.4　レーザーCT 法による測定　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-21
2.1.5　レーザーシュリーレン法による測定　・・・・・・・・・・・・・・・・2-42
2.2　ノズル内部の数値計算　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-53
2.2.1　ノズルの形状　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-53
2.2.2　乱流モデル　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-55
2.2.3　境界条件　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-57
2.2.4　壁面境界条件と壁近傍の取り扱い　・・・・・・・・・・・・・・・・・2-58
2.2.5　その他の計算条件　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-61
2.2.6　データ解析方法　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-70
2.3　ジェットの数値計算　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-63
2.3.1　ジェットのモデル化　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-63
2.3.2　計算条件　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2-66

3.　高速ウォータージェットの流動構造の解明　・・・・・・・・・・・・・・・・3-1
3.1　高速ウォータージェットの流動構造　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・3-1
3.2　PIV 法による実験結果　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・3-22
3.3　PTV-LIF 法による流速分布測定の結果　・・・・・・・・・・・・・・・・・・3-24
3.4　界面波の速度計測結果　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・3-37
3.5　レーザーCT 法による透過率分布の測定結果　・・・・・・・・・・・・・・・3-40
3.6　レーザーシュリーレン法による透過率分布の測定結果　・・・・・・・・3-48
3.7　ノズル内部の数値計算結果　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・3-67

3.8　ジェットの数値計算結果　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・3-76
3.9　局所透過率の液相面積の推定　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・3-83
3.10　正規分布近似による密度分布の算出　・・・・・・・・・・・・・・・3-85
3.11　計測結果と数値計算結果の比較　・・・・・・・・・・・・・・・・・3-106

4.　高速ウォータージェットの高度化技術の応用展開　・・・・・・・・・・・4-1
4.1　地盤改良技術への応用　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・4-1
4.1.1　序論　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・4-1
4.1.2　基礎実験　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・4-4
4.1.3　実地盤造成実験　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・4-4
4.1.4　考察　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・4-8
4.2　実験　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・4-9
4.2.1　実験場所・土質状況　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・4-9
4.2.2　新型特殊・従来噴射装置性能比較実験　・・・・・・・・・・・・・4-12
4.3　地盤切削能力の向上／ノズルの選別　・・・・・・・・・・・・・・4-41
4.3.1　ノズル内の流動シミュレーション　・・・・・・・・・・・・・・4-42

5.　結論　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・5-1

参考文献
記号表
付録(機器仕様)

謝辞

第 1 章　緒論

1.1 ウォータージェットの概要

圧力をかけた水をノズルあるいは小孔から空気中に放出させると，水の噴流が形成される．これをウォータージェットと呼ぶ．ウォータージェットの流速が大きい場合，これが物体に衝突すると大きな圧力を発生し，物体を破砕あるいは切断することができる．”点滴岩をも穿つ”と雨だれが軒下の石に孔をあける様を表現し，ウォータージェットのコンセプトを示したのは，十世紀頃の東洋人と言われている．そして，このコンセプトを学術的に説明したのが流体力学の創始者の一人であるベルヌーイ（Bernoulli）である．いま，Fig. 1.1 に示すようなウォータージェット（ここでは連続流とする）が固体壁に衝突する場合を考える．

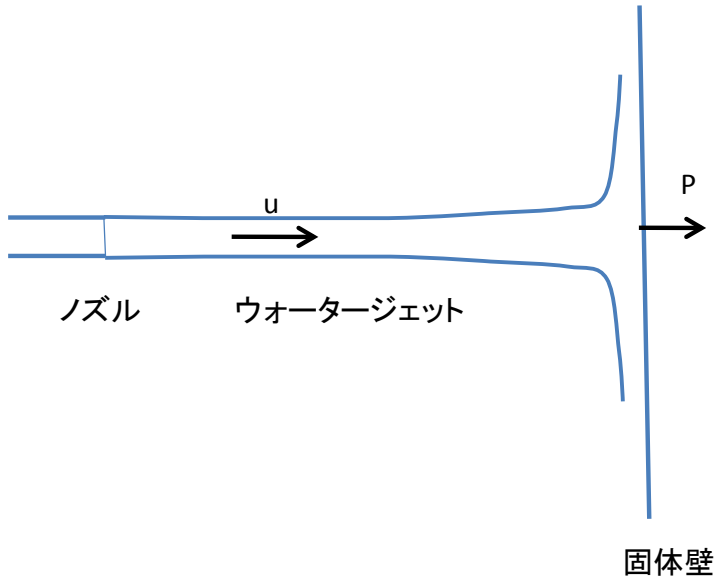


Fig. 1.1 Collision of water jet to the wall

ウォータージェットの流速を u，密度を ρ とする．微小時間 dt の間にウォータージェットが固体壁に与える圧力を P とすると，同じ圧力が固体壁からウォータージェットに反作用として働く．この圧力は水の音速 c で上流に伝わり，

その長さは $c\ dt$ である．この長さのウォータージェットが圧力を受けて速度が u から 0 になるので，運動量の法則により圧力 P は次のように与えられる．

$$P = \rho c u \qquad (1.1)$$

水の音速は大気圧下で約 1400 m/s と非常に大きいので，(1-1) 式で与えられるウォータージェットの圧力は非常に大きく，速度が大きければ硬い物体も容易に破砕，切断することが可能となる．このようにウォータージェットは単位面積あたりの加工エネルギーは極めて大きいことが最大の特徴でありこれを利用してさまざまな工業分野に応用されてきた．次節にウォータージェットの産業への応用についての状況を概説した．

本論文における研究対象は，こうしたウォータージェットのうち，建設分野で応用されているものである．建設分野におけるウォータージェットの応用は，地盤の切削と改良，コンクリート等の構造材の破砕，切断に用いられており，その出口圧力は用途によって異なるが，数 MPa から数十 MPa であり，速度は数百 m/s にも達する．このような高圧，高速のウォータージェットは，Fig. 1.2 に示すように，ノズル出口直後においてすでに液滴噴霧流の流動様式となっている．この流動様式を模式的に示すと Fig. 1.3 の様になる．

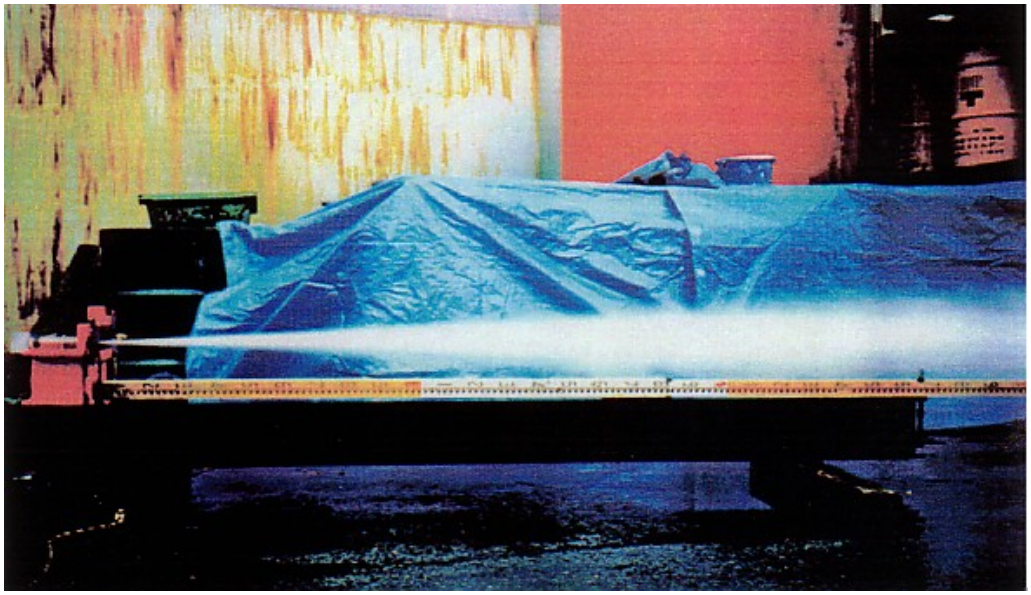


Fig. 1.2 The water jet utilized in the construction field

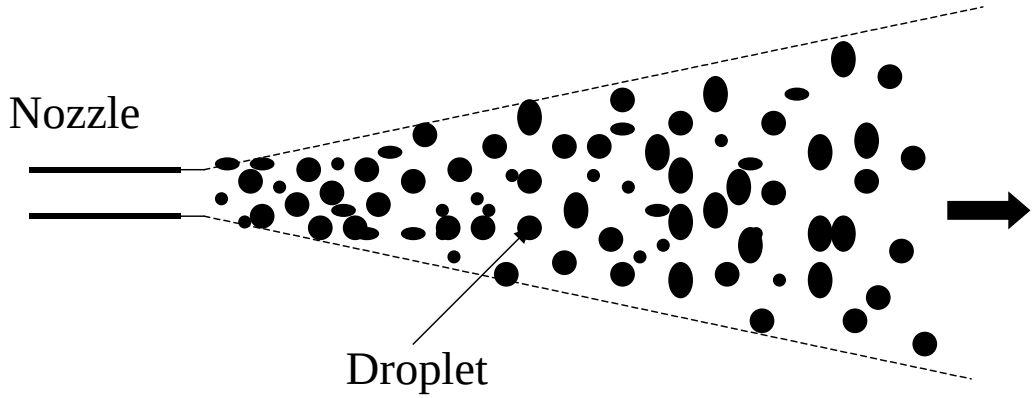


Fig. 1.3 The flow pattern of the high-speed water jet. It becomes the droplet flow.

建設分野におけるウォータージェットは，次節に述べるように，その応用分野は非常に拡がり，様々な高機能のものが開発され実用に供されている．しかしながら，数百 m/s で流動する噴霧流の流動様式のウォータージェットの流動構造については，現在までのところ殆ど知見がなく，その流体力学的特性の解明は殆ど行われていない．今後，建設分野で用いられるウォータージェットをより高機能化していくためには，ウォータージェットの流体力学的特性についての知見に基づいた，合理的な設計と開発を行っていく必要がある．こうした観点から，本論文においては，建設分野で用いられる高速のウォータージェットの流動の可視化を行い，その流体力学的特性についての解明を行った．

1.2 建設業での利用の経緯と本研究の目的

1.2.1 建設業における高速ウォータージェットの利用

建設工事へのウォータージェットの応用としては，ジャイアントノズルとしてパナマ運河の開削に用いられたのを始めとして，古くから土砂の掘削に使用されている．わが国においても，小樽駅の建設の際に 6 インチのノズルを使用して山を崩すのに用いられた．また，東京電力奈川渡ダムの建設では断層破砕帯の処理に使用された．この段階で利用されたウォータージェットはタービンポンプにより加圧された噴射圧力 10MPa 以下のもので，噴射流量が 200 l/min 以上のものである．この技術の延長として，シートパイル，H 形鋼および杭の

打設などに現在でも利用されている．これらは，いわゆる低圧・大流量タイプの応用で，土砂の破砕と移動を噴流水で行うことが技術の基本となっている．この技術では，地盤の状況に応じて噴射圧力は 40 MPa まで使用されている．これは 40 年前位から高圧を発生させるポンプとして，鉄鋼業で利用されていたプランジャータイプの高圧ポンプが進歩したことに起因している．

現在，建設業で利用されている技術について，使用圧力で分類したものを Table 1.1 に示す．この表でも明らかなように，地盤改良技術，杭打設技術とコンクリート切断およびはつり技術が，ウォータージェットの主な応用技術といえる．建設会社で現在一般的に応用されているのは，地盤改良や杭打設技術などで，具体的なものとして，ケミカルグラウトの一連のジェットグラウト工法，清水建設の PIPW 工法，スイング工法，熊谷組の JJ パイル工法，鴻池組の CCP 工法などが挙げられる．近年では，前述した剥離洗浄技術を応用して，構造物の表面処理や下地処理にウォータージェットが利用されている．これらの状況を Fig. 1.4 に示す．

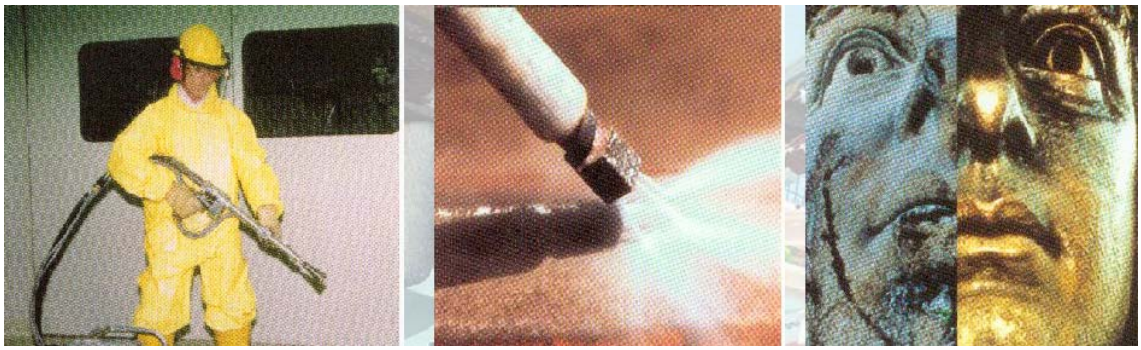


Fig. 1.4 The water jet utilized in the surface treatment or surfacing

Table 1.1　The table of the construction industry using a water jet

噴射圧力(kg/cm)	使用目的	開発した工法	要素技術 (ノウハウ)
100以下	土砂の輸送, 排土		
100～500	土砂の掘削, 撹拌 コンクリート表面処理	ジェットグラウト ↓ コラムジェット ↓ スーパージェット	ジェット＋エア ノズル 土砂の掘削特性
		水力掘削機 ↓ ジェットパイリング ↓	大型スウィベル 回転型ノズル 扇型ノズル 軟岩の掘削特性
500～1000	軟岩の掘削	軟岩急速掘削機	
1000～2000	コンクリート・岩の はつり, 切断	アプレイシブジェット ↓ ロータリージェット ↓ カームジェット	ノズル 高圧小型スウィベル コンクリート切断特性

この 30 年で，開発あるいは利用が盛んになった技術として，鹿島建設，特に筆者等が開発した地盤改良技術およびコンクリート切断，はつり技術がある．地盤改良技術としては，鹿島建設とケミカルグラウトが開発したスーパージェット工法があり，地盤中に直径 5 m の改良体を 15cm 程度のボーリング孔を穿つだけで造成できる．本工法を用いて造成された改良体の写真を Fig. 1.5 に示す．

Fig. 1.5 The soil improvement columns developed by the super jet method

さらに，Fig. 1.6 に示すように，二本のジェットを衝突させる交差噴流という新しい概念で，従来のジェットグラウト工法の杭径制御を実現したケミカルグラウトのクロスジェットがある．この技術は Fig. 1.6 に示すように，2 本のウォータージェットをある点で衝突させ，衝突点以遠の噴流の動圧を地盤切削の最小動圧以下にするコンセプトで開発された技術で，現在，地盤の条件にかかわらず，一定の径の改良体造成技術として普及している．同じコンセプトで不動建設とケミカルグラウトが開発した JACSMAN がある．この技術は機械撹拌工法とクロスジェットを組み合わせた技術として，広く利用されている．海外での応用例を見ると，Esso Production Research Co.， Continentsal Oil Co.および Fenixand Scisson などで石油井戸の掘削や核燃料の掘削を目的に利用している．これらで利用されているウォータージェットは，連続流とパルスジェットで，その噴射圧力は 70～200 MPa である．この他，ウォータージェットと機械掘削を併用したシステムの開発を Bendix Research Labo.， IITRI， Robins Co.,Flow Inc.および Oak Ridge National Labo. などで実施し，トンネルボーリングマシンとして実用化している．これらの噴射圧力は 100 ～200MPa で，そのウォータ

ージェットにより掘削岩面に切り込みを入れ，ディスクカッターを溝間に押し付け岩を破砕していく方法である．この分野では，岩全体を破砕せずにウォータージェットによる切り溝とその間を機械式に破砕する技術が一般的に利用されるようになっている．

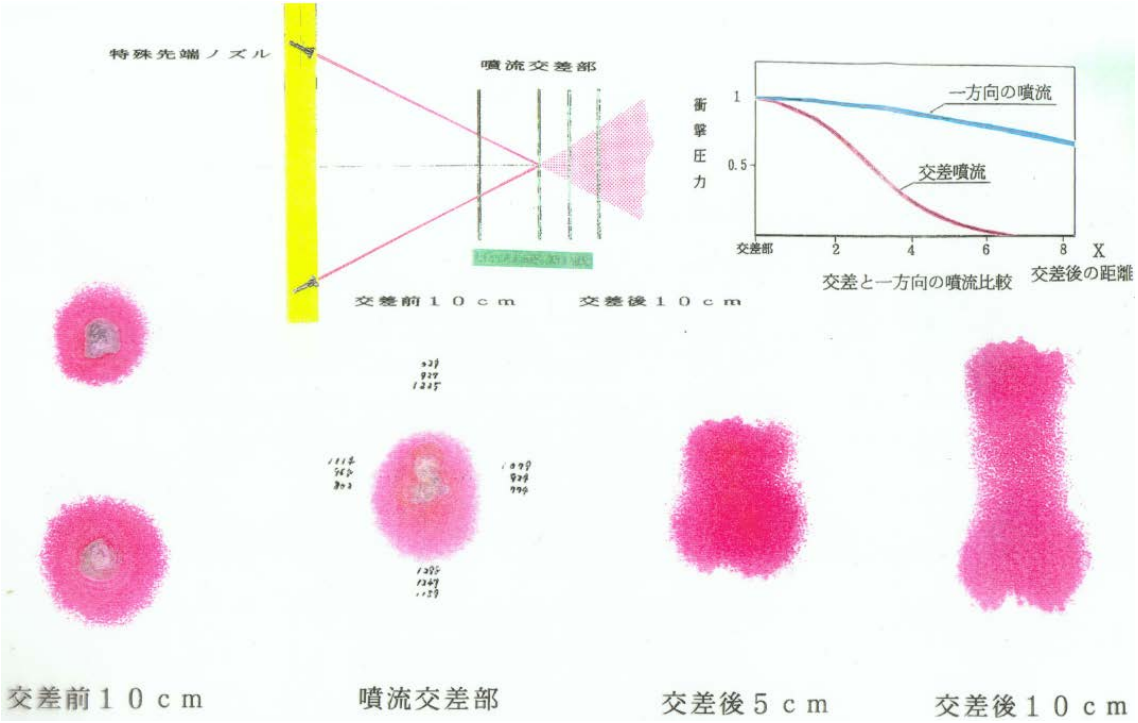


Fig. 1.6 The concept of the collision jet

1.2.2 ウォータージェットによるコンクリートの切断，はつり表面処理の現状

最近，利用が多くなったウォータージェットによるコンクリートの切削，はつり技術は Table 1.1 に示すような，噴射技術を切削条件に応じて使い分けている．

これらの技術で，切断に利用されるのは鉄筋を切断する場合にはアブレイシブジェットが，表面の研削やはつりには回転流(ロータリージェット)，揺動ジェットおよびハンドガンなどが鉄筋を傷めない方法およびコンクリートの劣化部のみを処理できる方法としてとして一般的に応用されている．このようなウォータージェット技術がコンクリート処理に利用されるようになってきたのは，1980 年代の後半からで，最初は鉱山での採掘に利用されていた技術を発展させ

たものと，海底の油送管や複合材の切断に利用されていたアブレイシブジェットを発展させてきたもので，以下のような利点を活かしながら発展してきた．

欧米においても，1980 年代のなかばにイタリアの FIP 社とスウェーデンの Conjet 社が実用化研究を各々の国の道路関係者と始め，1990 年代になって実用的なはつりロボットが出現した．米国においてはロータリージェットのコンセプトではつりロボットを各社が開発した．その一部が Jetedge 社の遥動回転する方法と，Flow 社のロータリージェットによるはつりロボットである．前者は日本で荏原製作所が導入し，後者は渡辺組が導入している．これらは噴射圧力が 200 MPa 以上で流量は 50 l/min ～120 l/min 程度である．通常は 50 l/min 程度であるが，はつり効率を向上させるために，2 台以上のポンプを連結して，より大きな流量が使用されるが，最大 120 l/min までである．この場合のノズルは，Fig. 1.7 に示すような，1 本のノズルを偏心位置に置いて回転する方法である．ノズル角度は鉄筋の位置により変化させる．

米国では切断機械メーカー主体の開発であるのに対し，スウェーデンでは鉱山技師が建設会社および道路曲の人と共同で開発した．そのコンセプトは建設現場で長期間稼動するためには，高圧ポンプを含めたロボット全体に耐久性がなければいけないことと，はつり効率が経済性を左右するため，効率向上を図ったことである．両者の相違は回転か振り子遥動かの他に，噴射圧力，流量の相違により，ハイドロデモリッションとハイドロミリングと使い分けられている．しかしながら，ハイドロミリングでは，2 台以上のポンプを連結して流量が 120 l/min まで使用している．Fig. 1.8 はあくまで一般的な分け方をしている．

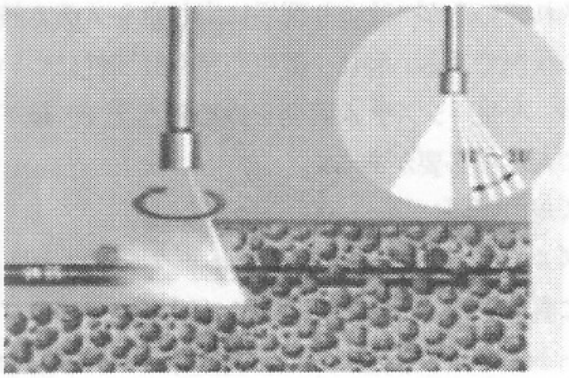


Fig. 1.7 A motion of the nozzle of the Flow Co.,LTD.

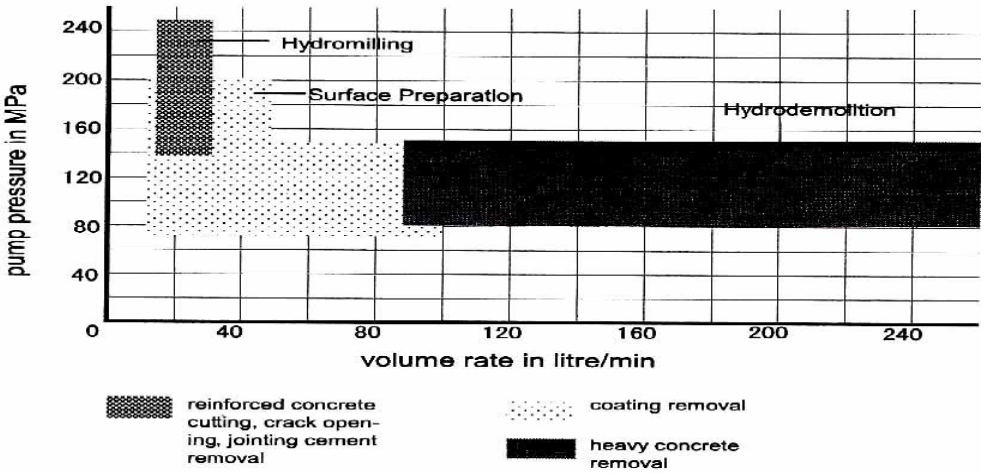


Fig. 1.8 The general domain of Hydriomilling and Hydrodemolition

ウォータージェットによりコンクリート表面を大規模にはつるという作業は，Fig. 1.9 に示すスウェーデンのロボットの開発とともに進展してきた．これは，コンクリート構造物の歴史とメンテナンスの歴史による．スウェーデンでは塩害化の問題に早くから取り組んできている．そのため，劣化コンクリートを主にはつる技術としてウォータージェットが応用されてきたためである．わが国でも同様な問題，すなわち，塩害によるコンクリート劣化が問題となり，道路や橋などの劣化対策として，ウォータージェットによるコンクリートはつりが

取り上げられるようになってきた．特に道路公団試験研究所を中心に研究開発が進められている．

Fig. 1.9 The robot of Conjet

ウォータージェットによるコンクリートはつり技術において，当初は鉄筋の表面までのはつりが主であったが，最近では鉄筋の腐食や増し鉄筋のために，鉄筋より深い位置までのはつり仕事が要求されるようになってきた．Fig. 1.10 に米国のハイドロミリング技術によりはつられたコンクリートの一例を示す．

Fig. 1.10 Concrete cut by hydromilling method

このようなコンクリートはつりに関しては，その歴史から欧米の方がわが国より実例が多い．しかしながら，各国によりコンクリート劣化部の状況は異なり，各国独自の方法が採用されるであろう．コンクリートのはつり技術について，基本的な技術はほぼ完成されているが，はつり現場に応じたシステム技術はこれからの状況である．特に，環境問題や経済性については課題が多い．

① 任意の位置で，任意の形状に破砕することが可能である．

② ノズルは小型であり，切削反力が機械式に比べて小さいのでロボット化が容易である．

③ 圧力，流量，ノズル動作状況などで破砕量のコントロールができる．

④ 粉塵，振動，熱などの発生が少ない．

⑤ 切断面へのカバーが容易で，そのカバーにより集塵，集水，低騒音化が可能である．

⑥ 破砕面以外への応力影響が非常に少ない．マイクロクラックが発生しにくい．

⑦ アブレイシブジェットでは鉄などとの複合材の同時切断ができる．

ウォータージェットによるはつりでは，鉄筋や配管を残し，コンクリートのみを，あるいは劣化コンクリートのみを破砕する選択破砕が可能である．

1.2.2 本研究の目的

これまで，建設業における高速ウォータージェットの様々な利用について述べてきたが，環境問題や省エネルギー化，作業の高効率化の要望により，今後益々，高速ウォータージェットの高性能化・高効率化が求められる．具体的には，より高圧化し噴出水単位質量あたりの切削能力を上げること，同一圧力で噴射した場合でもより遠くまで切削力を保つこと，また切削後の残渣量の低減のため切削能力を犠牲にすることなくノズルの小径化，小流量化等の技術課題等が挙げられる．特に，同一吐出圧力であってもより遠くまで切削力を保つウォータージェットを実現できるノズルや噴出機構を開発することは，上記のその他の要望を満たすことにも直結する技術開発であり重要課題となる．対象とするウォータージェットは，静止空気中に超高速（最高で 500 m/s にも達する）大流量で吐出されるものであることから，その界面構造や流体力学的構造は非常に複雑であり，測定や評価が非常に困難であった．そのため，従来から，ウォータージェットのノズル開発では，経験則によるトライアルアンドエラーによるものがほとんどであり，流体力学的知見に基づくものは残念ながらほとんど行われてこなかったのが現状である．

そこで本研究では，超高速大流量のウォータージェットを研究対象とし，ジェットの高性能化・高効率化のための技術開発やジェットの性能評価に資するための知見を得るために，ジェットの可視化を行いその構造ならびに流体力学的特性を解明することを目的とする．研究手法としては，高い時間分解能，空間分解能を有する流速測定ならびに界面波の計測手法である，パルスレーザーを光源としイメージインテンシファイアを備えた高詳細デジタルカメラを用いた LIF-PTV 法によるジェット内流速分布測定，バックライト法による界面波の詳細挙動観察，レーザーCT 法ならびにレーザーシュリーレン法によるジェット内の液相ならびに気相体積率（ボイド率）分布測定と併せて，ノズル内流速ならびに乱流強度分布と噴出後のジェットの特性との関連について明らかにするために，ノズル内乱流の数値解析を行う．

1.3　本論文の構成

本論文は全5章より構成されている．

第 1 章では，ウォータージェットの概要と本論文の目的について述べる共に，ウォータージェットの産業への応用の現状について，特に土木工学分野に重点をおいて概括し，その課題と今後の展望について述べている．

第 2 章では，近年急速に発達している光学機器による光学計測を超高速大流量のウォータージェットに適用することで，バックライト法による界面波挙動の観察，LIF-PTV 法による噴流内外部の速度計測，ならびにレーザーCT やレーザーシュリーレン法による噴流の透過率の計測からの局所における密度の算出法について，また，ジェットの収束性に大きく影響を及ぼすと考えられるノズル内部の乱流強度分布特性を明らかにするために行う ANSYS FLUENT によるノズル内乱流のシミュレーションについて，超高速大流量ウォータージェットの流動構造解明のためのこれらの手法について述べる．

第 3 章では，これら光学計測技術を用いて行った実験により得られた，超高速大流量ウォータージェットの流体力学的構造についての実験結果を述べる．数百 m/s の高速ウォータージェットの可視化は世界初の試みであり，従来では超高速・大流量のため計測が困難であったが，本研究で適用した手法により流体力学的特性を明らかにする．また，従来のノズルに改良を加えた新型ノズルを用いたウォータージェットについて，従来のジェットと流体力学的構造を比較することで，ジェットの高度化・高性能化に資する知見を得た．

第 4 章では，従来のノズルならびに新型ノズルを実現場試験施工に実際に適用し，新型ノズルを用いた場合，同じ敷地面積を地盤改良するのに必要な改良本数を少なく済ませることができ，高圧噴射撹拌工法が持つ課題の一つである低コスト化が可能であることを確認した結果について述べる．新型ノズルと従来ノズルを用いた場合の，実際の地盤切削距離と出来型の品質について比較を行い，製作された地盤改良体を評価することで，新型ノズルの優位性を確認した．

第5章では，本研究で得られた結果について述べる．

参考文献

[1] 吉田 宏，ウォータージェットによる解体工法，コンクリート工学，29，**7**，（1991）．

[2] 吉田 宏，建設業におけるウォータージェット利用の状況，'90 洗浄総合展特別セミナー，（1990）．

[3] Hillarixs, J.A. and Bortz, S.A., ‘Quarrying Granite and Marble Using High Pressure Water Jet,’ Proc. of 5th International Symposium on Jet Cutting Technology, (1980).

[4] Vijay, M.M. and Brierley, W.H., ‘Drilling of Rock with Rotating High Pressure Water Jet,’ Proc. of 6th International Symposium on Jet Cutting Technology, (1982).

[5] Shibazaki, M., Yoshida, H. and Matsumoto, Y., ‘Development of a Soil Improvement Method Utilizing Cross Jet,’ Proc. of The Second International Conference on Ground Improvement, Geosystems, (1996).

[6] 吉田 宏，高速液体噴流とその応用－地盤掘削への応用－，日本機械学会講演会，「噴流とその応用技術」教材，（1998）．

第２章　　流動構造解明のための可視化技術

前章でも述べたように，高速ウォータージェットは金属や布，皮革等の切削加工や表面洗浄，外科手術，土木工事等，様々な産業分野で利用されている．高速ウォータージェットは非常に高速で（数百 m/s），高圧（30～200MPa）で気液二相流の複雑な構造をしているため，低速の自由噴流や，管内の単相流と異なり，流体力学的特性に関する知見が少ない．また，地盤改良に用いられている高速ウォータージェットはノズル径が非常に大きく（2mm～8mm）大流量で，また金属の切削等に用いられているウォータージェットと違い，ジェットの使用距離が最大で 5m 程度と非常に長い．

ウォータージェットの構造はノズル出口では連続流であり，周りの空気を巻き込みジェットの中心部分から液滴流に遷移する．このような構造のため，地盤改良に用いられる高速ウォータージェットは液滴流領域まで利用するので，より複雑な構造となる．しかし，ノズル出口から離れている領域の切削能力を維持し，より大きな改良体を作成するためには，液滴流領域の切削能力の向上が必要である為，液滴の速度分布や圧力分布，液滴径等の詳細を解明し，高効率のノズルを設計するためにそれらをフィードバックしなければならない．また，現在，ノズルの性能の評価をする方法は確立されていない．

従来のジェットの性能評価方法（ノズルの評価法）として，感圧紙による性能評価を行っているが，感圧紙では，詳細な圧力分布，または衝撃圧を正確に計測する事は難しい．そこで，高速自由噴流の流動構造の解明や，従来の高速噴流に対する速度計測法や圧力計測法より高精度の計測法の開発によって，より定量的なノズルの評価を行える．さらに，従来のノズルの設計は経験的なも

のが多いが，理論的なアプローチから，より高性能のノズルの設計を行うことができる．

そこで, 筆者らは以前, 高速度カメラと Image Intensifier, ダブルパルス Nd:YAG レーザーを使用して高速ウォータージェットを可視化し，可視化画像を利用して PIV による速度計測を行った．また，可視化画像により高速ウォータージェットの流動構造を詳細に分析することで， PIV による速度計測システムを開発した．しかしながら，前述したとおり，高速ウォータージェットは大流量で液滴流のため，ノズル出口から離れている領域では微細な液滴に噴流が覆われている．そのため，レーザーを噴流に照射した時に，レーザーはこの噴霧によってミー散乱を引き起こし，それにより噴流の表面を撮影してしまい，噴流の中心を撮影できていない可能性が考えられた．また，ジェットのノズル出口直後の連続領域ではジェットが筒状になっているのでレーザーが表面で反射し，内部に透過しにくい．

Fig. 2.1 に, 筆者らが以前に行ったジェットの可視化画像の輝度値分布を示す．このグラフの X 軸はジェットの半径方向を，Y 軸は輝度値を表わす．また，グラフの右側がレーザーの入射方向である．図の(a)，(b)はノズル直後の 5MPa，30MPa で加圧されたジェットの輝度値分布を示すが，どちらもジェットの入射方向の輝度値が大きくなっており，レーザーは透過しているが，ジェットによって反射している割合が大きいと考えられる．それは高圧になるほど顕著になっている．(c)，(d)はジェットが液滴流になっている位置での 5MPa と 30MPa の輝度値分布を示す．5MPa ではほぼ中心にピークがあり，レーザーは透過していると考えられるが，30MPa ではレーザーの入射方向に輝度値のピークがある．これは高圧になるほどジェットの周りに噴霧が覆うため，レーザーがミー散乱を引き起こすからである．これにより，ジェットの中心部分を確実に撮影する

ためには PIV 法では精密に計測できない．そこで，ジェットの中心部分を精密に測定するための新たな速度測定法の研究を行った．

中心部分を確実に可視化するため，ウォータージェットの動作流体である水にトレーサー粒子としてローダミン粒子を混入した．このローダミン粒子は，レーザー光により励起され，レーザーとは違った波長の蛍光を発する．その蛍光の波長だけを光学フィルターにより分離し撮影する事によって，レーザーによるミー散乱光を遮断し，確実に中心部分だけを撮影できる．これは LIF 法(Laser Induced Fluorescence)と呼ばれる方法である．その可視化画像を連続で撮影し，PTV(Particle Tracking Velocimetry)処理することによってジェットの速度分布を測定することができる．この計測法，並びに可視化画像と速度計測結果を用いた結果について報告する．

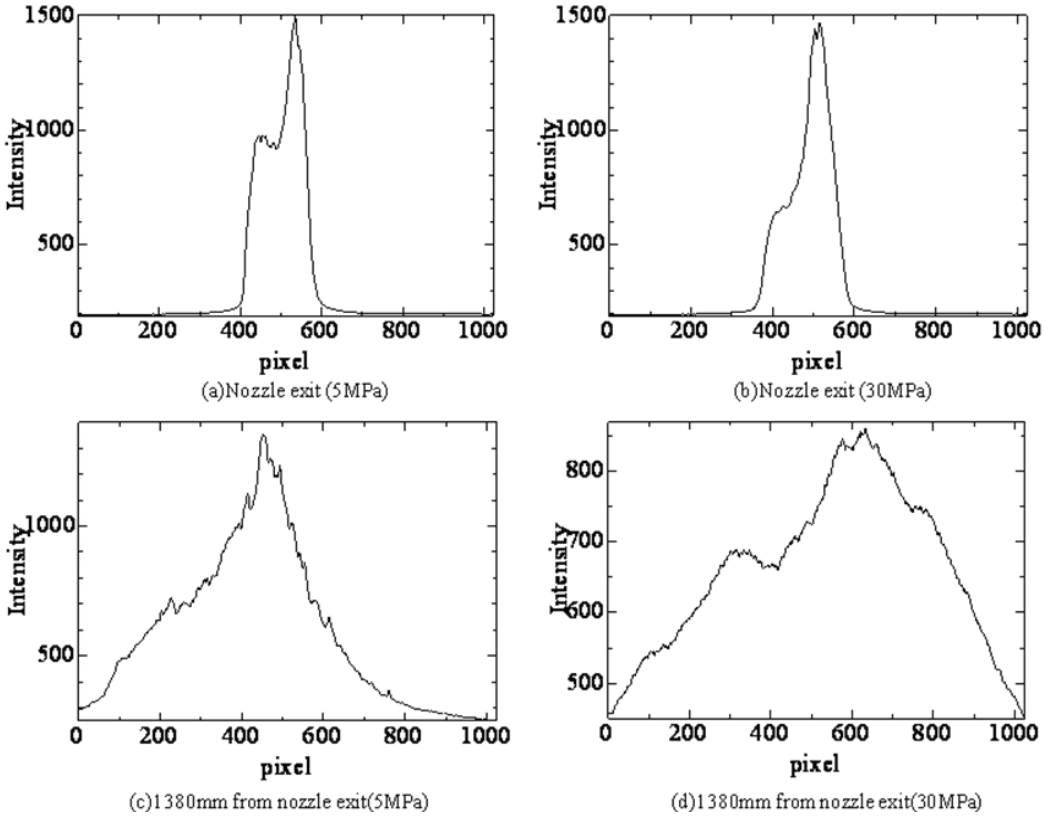


Fig. 2.1 The measurement example of the luminance distribution of laser visualization of a water jet

2.1　実験装置及び実験方法

2.1.1　高速ウォータージェットの可視化

2.1.1.1　光源を Nd:YAG レーザーとした場合

高速ウォータージェットの可視化に関する装置の概略図と写真を Fig. 2.2 に，ウォータージェットの噴射装置のシステム構成を Fig. 2.3 に示す.

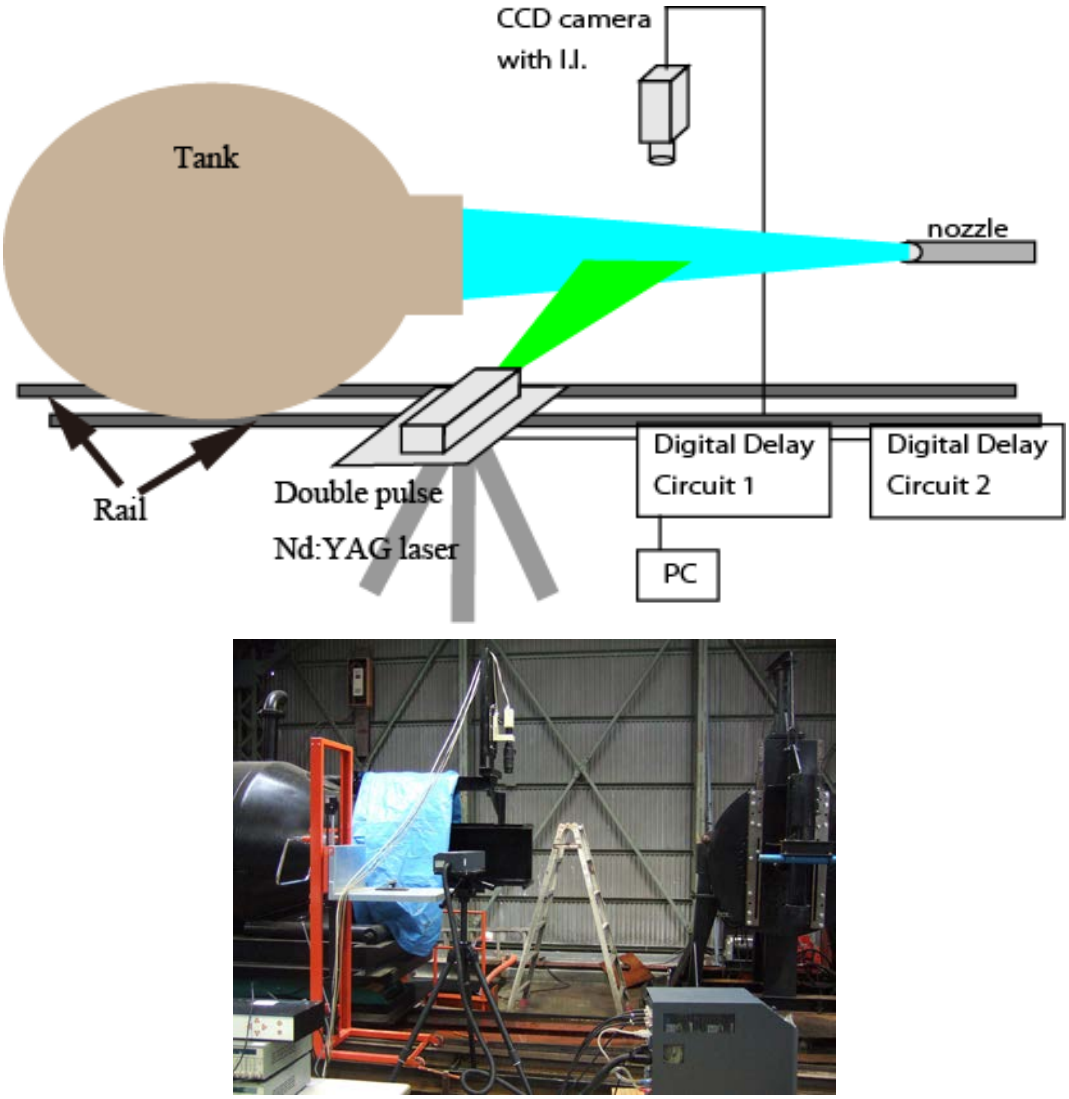


Fig. 2.2 Schematic photo of experimental apparatus

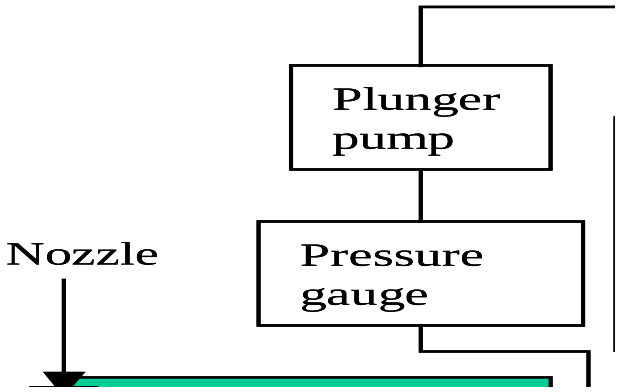


Fig. 2.3 The system configuration of the water injection equipment of a water jet

各機器の仕様は以下の通りである.

(i)　高速度 CCD カメラ，Image Intensifier

高速度CCDカメラとImage Intensifierの写真をFig. 2.4に示す. この高速度CCDカメラは(株) 浜松ホトニクス社製の C7972-11 を用いた．有効分解能が 1024×1024 pixel であり，露光時間は 10μsec～1sec，出力解像度が 12bit，空間解像度は，本研究では，73.2 μmm/pixel と 195.3 μmm/pixel に設定した．Image Intensifier（I.I.）は，シャッタースピードが最速 1nsec～であり，今回の高速状態のジェットの詳細構造の撮影を可能にしている．また内部ディレイは 80nsec に設定しており，後述のダブルパルスレーザーの発振と同期をとり撮影を行っている.

Fig. 2.4 High-speed CCD camera and Image Intensifier

(ⅱ)　ダブルパルス Nd:YAG レーザー，ハロゲンランプ

ダブルパルス Nd:YAG レーザーは Fig. 2.5 に示す New Wave Research 社の Solo PIV Nd:YAG Laser を用いた．このレーザーは内部に独立した二つのレーザーを搭載しており，この二つのレーザーの発振間隔を任意に設定することができることが特徴である．レーザー光の波長は 532nm であり，パルス長 6 nsec のダブルパルスを発振させることができる．レーザー出力は，1 発振あたり最大 120mJ である．また，このレーザーは Fire lamp に信号を送ることで，出力準備に入り，Q-switch に信号が入ると出力する．これは，Fire lamp から Q-switch に入る時間の長さによって出力が変化する．本研究では，このダブルパルスレーザーを用いて，ウォータージェット内にシードされた蛍光粒子を励起し，蛍光撮影を行うことで PTV 撮影（LIF-PTV 法）を行う．これにより，ジェット内部の流速分布測定を行う．1 発目，2 発目のレーザー光強度を同一にするために，Fire lamp

から Q-switch に入る時間長を調整している．また，ウォータージェット中心軸を通る断面内の流速分布計測を行うために，シリンドリカルレンズを用いてレーザー光をシート状（厚さ 0.1 mm）に絞り，ジェットに照射した．

ハロゲンランプについては，出力約 1.0kW のものを使用した．

Fig. 2.5 Double pulse Nd:YAG laser

本実験の一連の流れについて説明する．貯水タンクに動作流体である水を貯めている．貯水タンクからポンプによって流量計に送り，プランジャーポンプにより加圧される．加圧された水は流量計と圧力計を通り，ノズルより水平方向に噴射される．本実験で用いたプランジャーポンプは最大 40MPa まで加圧できるものである．ノズルはテーパー型のノズルを用いた．ノズルの概略図と写真を Fig. 2.6 に示す．ノズルから水平方向にウォータージェットを噴射する．ジェットはタンクに衝突し，循環し，再度貯水タンクに送られる．Image Intensifier を前方部に付属した高速度 CCD カメラ（浜松ホトニクス，C7972-11）は垂直上方向に設置し，上側から撮影する．レーザーは水平方向からシート状に広げジ

ェットに入射する．PIV 並びに PTV を行うためには極めて短い時間で連続した写真を撮影しなければならない．しかし，ウォータージェットは超高速であるため鮮明な画像を撮影するためには露光時間をできるだけ短くし，露光中に大量の光が必要であるので，カメラ，Image Intensifier，レーザーを同時に同期させなければならない．本実験の圧力範囲ではジェットの速度は最大 300m/sec 程度と想定されるので，本実験で用いたカメラの画素数（1024×1024pixel）でジェットを鮮明に認識するためには，ナノセカンドオーダーで露光する必要がある．そこで，デジタル遅延パルス発生器 2 台（Stanford Research Systems，DG-535 と日本カノマックス，1877-YAG）によってこれらを同期した．これらの機器のタイミングチャートを Fig. 2.7 に示す．タイミングチャート中の PD は PIV ドライバーの出力を L1，L2 に関してはレーザーの入力を，DG については DG535 の出力を，CCD，I.I.についてはカメラと Image Intensifier について表わす．また，各機器の接続図を Fig. 2.8 に示す.

このタイミングチャートについて解説する．1877-YAG デジタル遅延パルス発生器（以後 PIV ドライバー）をマスター器とし，DG535 をスレーブ器とする．PIV ドライバーは主にレーザーの制御を行う. 図の赤線はレーザーの発光を示す. PIV ドライバーの出力 1 と 2 で 1 基目のレーザー（以降 L1）の Fire lump と Q-switch の制御を行う. 出力 3 と 4 は同様に 2 基目（以降 L2）を行う. レーザーは Fire lump から Q-switch delay で出力が決まるので，2 基のレーザーの出力をほぼ同じ値にするために, レーザー出力計を用いて Q-switch delay による出力の変化を調べた. X 軸に Q-switch delay を, 縦軸に出力を示すグラフを Fig. 2.9 に示す. これより, L1 の Q-switch delay を 194μsec，L2 の Q-switch delay を 180μsec に決定した．L2 の Fire lump の出力時間ΔT1 はΔT1=ΔT+194-183 で決まる．ただしΔT は一枚目の画像と二枚目の画像の時間差を示す．PIV ドライバーは 0.5Hz で L1 の Fire lump

に出力を与える．その 194μsec 後に L1 の Q-switch に出力を与える．Q-switch に入力すると内部ディレイ（約 300nsec）を経て L1 が発光する．L2 は T1 後に同様の一連の動作を行う．また，PIV ドライバーから L1 の Fire lump に出力を与えると同時に DG535 にも出力をする．DG535 に入力すると，DG535 の C&D から 191μsec 後に CCD カメラに対して長さ 2.26μsec の負論理信号を送り, A&B に対して 194μsec 後に正論理信号を送る．CCD カメラは 4.5μsec の間露光する．約 40nsec の時間差をおいて再度露光する. A&B はΔT の時間の正論理信号を与え, Image Intensifier のゲートが入力で 10nsec 開放し, ΔT 後に再度 10nsec 開放する．この実験による撮影結果の一例を Fig. 2.10 に示す.

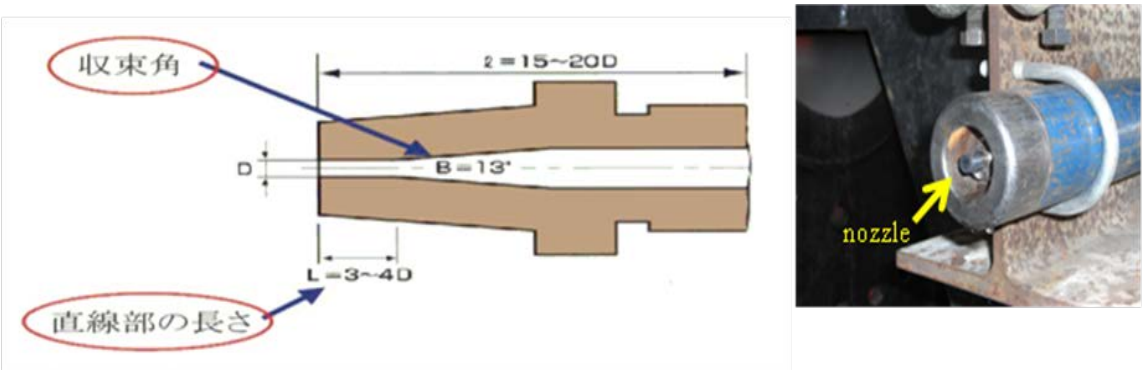


Fig. 2.6 The schematic view of a water jet nozzle

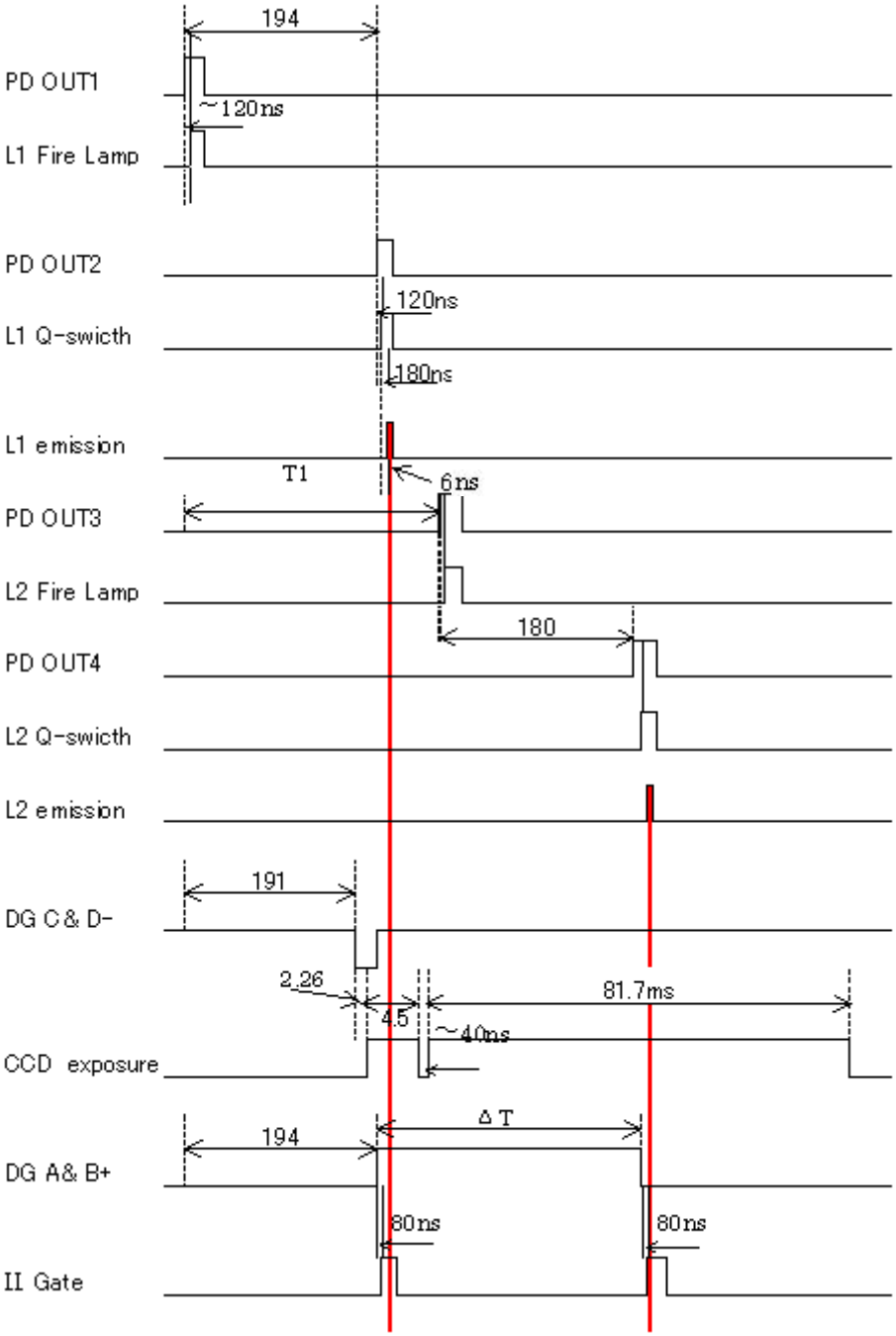


Fig. 2.7 The timing chart of measurement synchronization

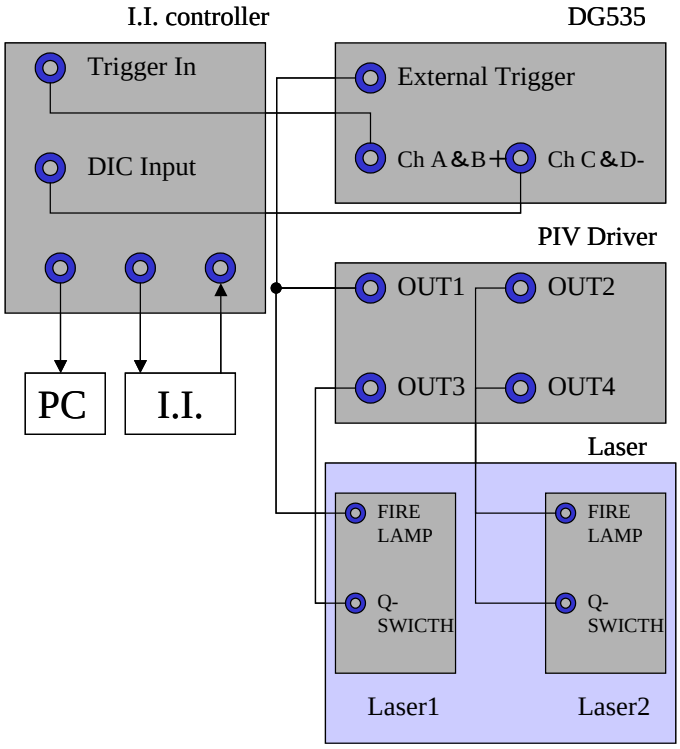


Fig. 2.8 The connection diagram of each apparatus

（PIV driver, DG535, double pulse laser and I.I. controller）

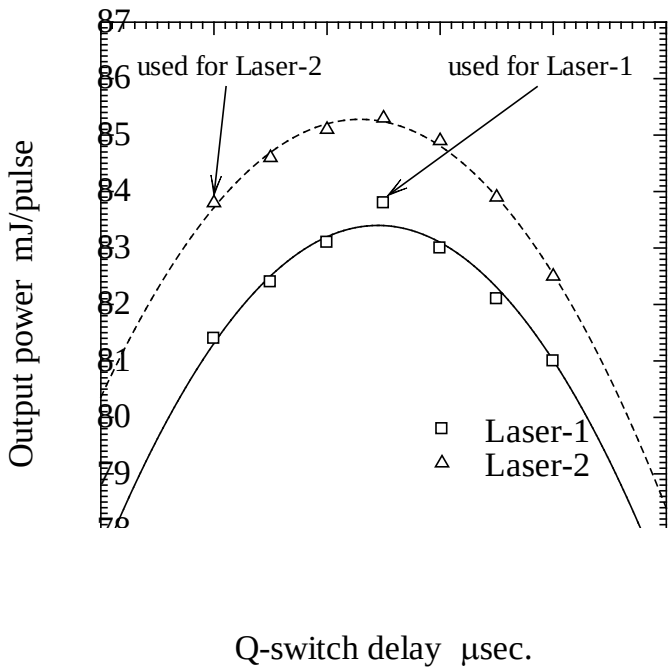
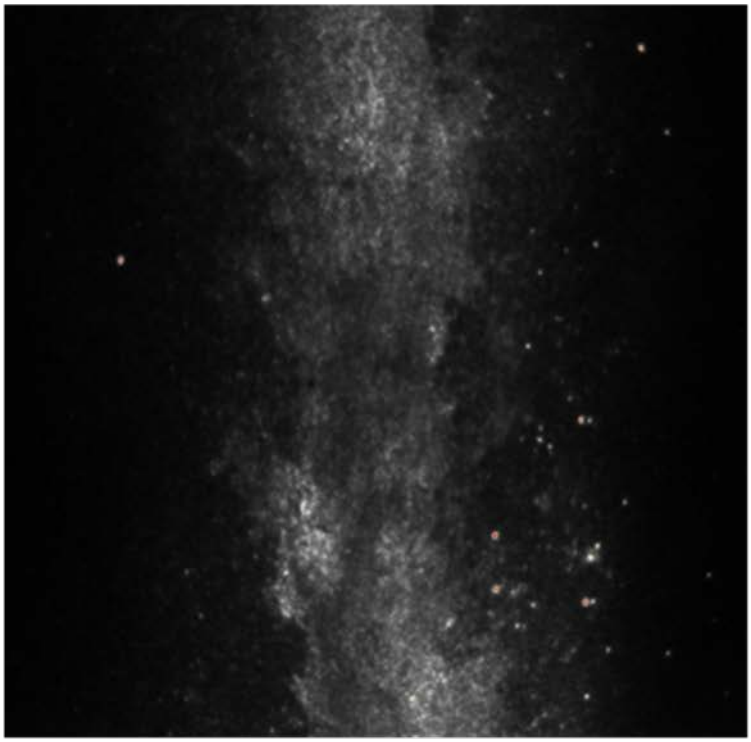
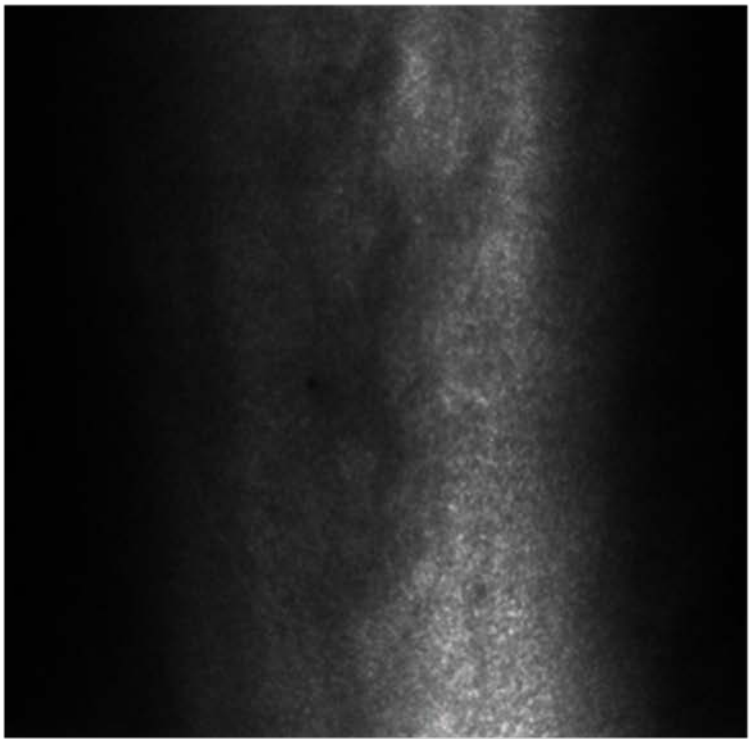


Fig. 2.9 Change of the Laser power by Q-switch delay using a laser output meter



(a) this nozzle exit pressure is 5MPa, the distance from nozzle exit is 4600mm

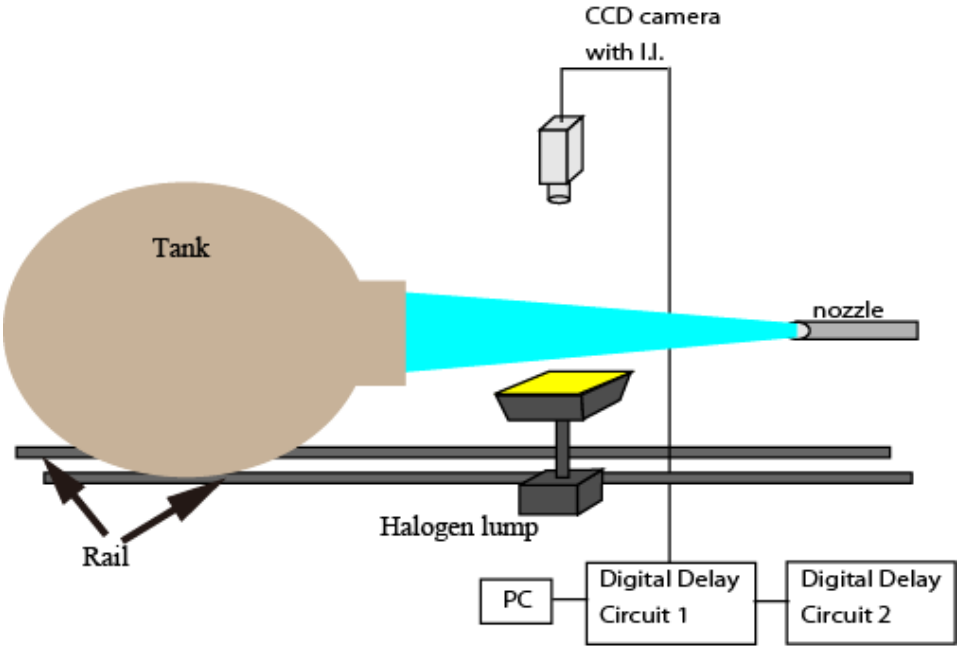


(b) this nozzle exit pressure is 30MPa, the distance from nozzle exit is 4600mm

Fig. 2.10 The example of a photographing result

2.1.1.2　バックライト撮影

光源をレーザーからハロゲンランプに変更した場合の実験装置概略図を Fig. 2.11に示す.



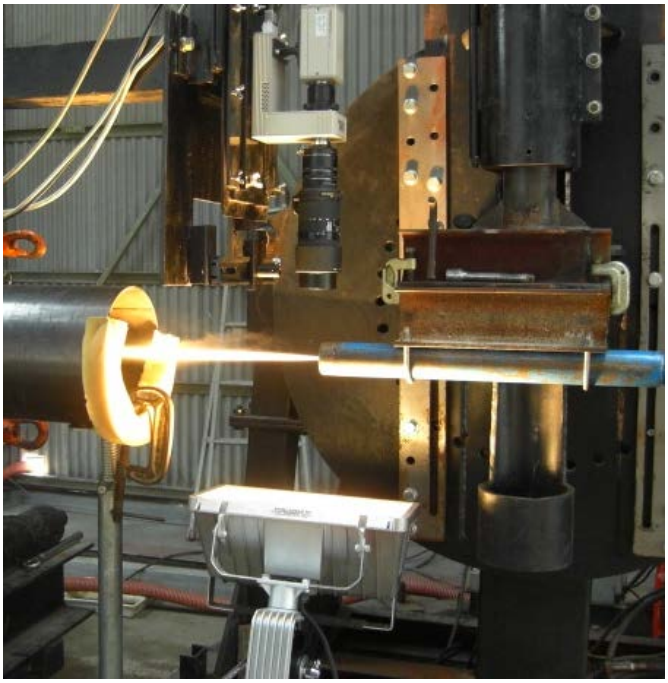


Fig. 2.11 The photograph of experimental apparatus for back light imaging

実験装置は2.1.1.1節と同様の機器を使用している．タイミングチャートに関しては，PIVドライバーのみで制御し，ハロゲンランプは連続光であることからレーザーのように同期する必要がなく，DG535は使用していない．ハロゲンランプをジェットに対して垂直下向きから照らすことによってジェットの表面を可視化することができる．ジェットの表面形状を撮影した例をFig. 2.12に示す．

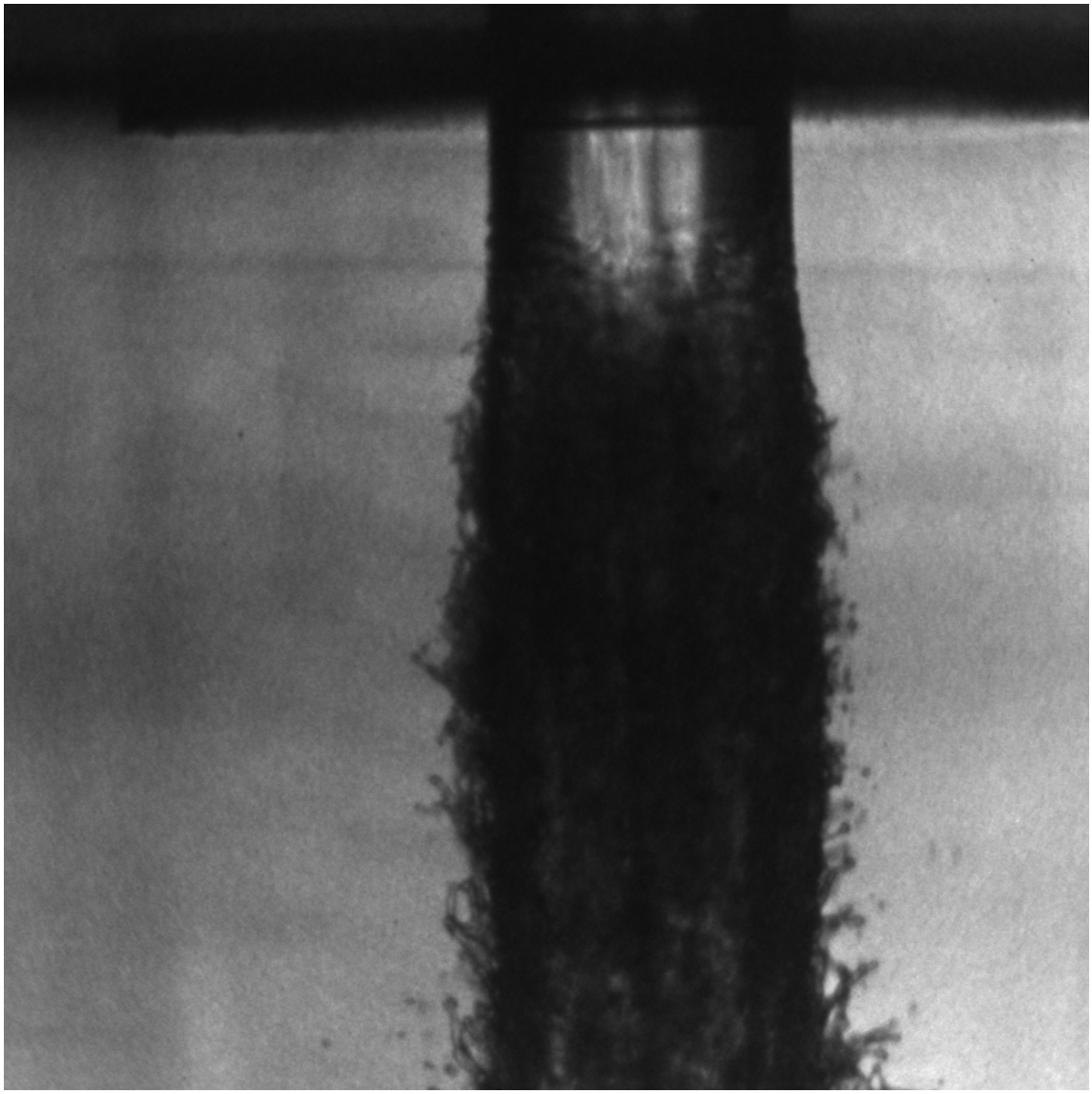


Fig. 2.12　The example of the picture of the shape of surface type of a jet

（The nozzle diameter d = 2.3 mm）

2.1.2　PIV法による速度計測

2.1.2.1　実験装置

PIV法の実験装置は前節の可視化の際に用いたFig. 2.2に示す実験装置と同様のものを使用した.

2.1.2.2　PIVの原理

PIV（Particle Image Velocimetry）は流れ場の情報を得る方法として広く利用されている手法である．流体場中に粒子を混入し，その粒子が流体に追随する事を前提に, 粒子の移動から流れの速度分布を定量計測する方法である. ただし、個々の粒子の速度を求めるのではなく、Fig. 2.13 に模式的に示すような時間 t と$t+\Delta t$で撮影した同地点の連続画像から検査領域の相関関数を求め, その相関関数から速度ベクトルを算出するものである.

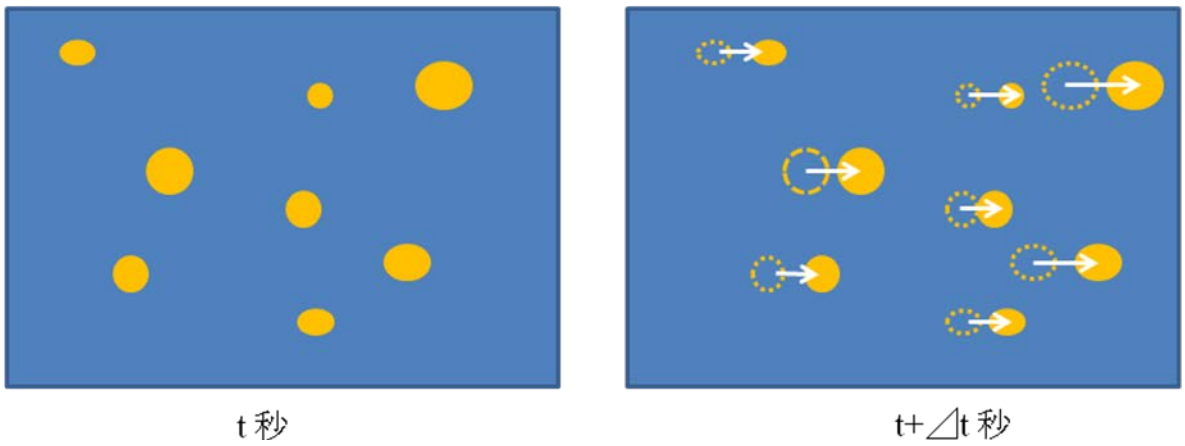


Fig. 2.13 The continuation picture of the same place of the time t and $t + \Delta t$

こうしたPIVにより速度場計算するソフトウェアはこれまでの多数開発されており、本研究ではこうしたPIV法のソフトウェアとして実績のある（株）アークテクノロジー社のZVECTORを用いて，撮影画像からPIV計測で速度を計測した.

2.1.3　PTV-LIF法による高速ウォータージェットの速度計測

2.1.3.1　実験装置

PTV-LIF法の実験装置の概略図をFig. 2.14に示す．PTV-LIF法の実験装置は2.1.1.1節の実験装置とほぼ同様である．高速度CCDカメラの前方部に光学フィルターを設置した．また，動作流体である水に蛍光粒子（Rhodamine B）を混入した．

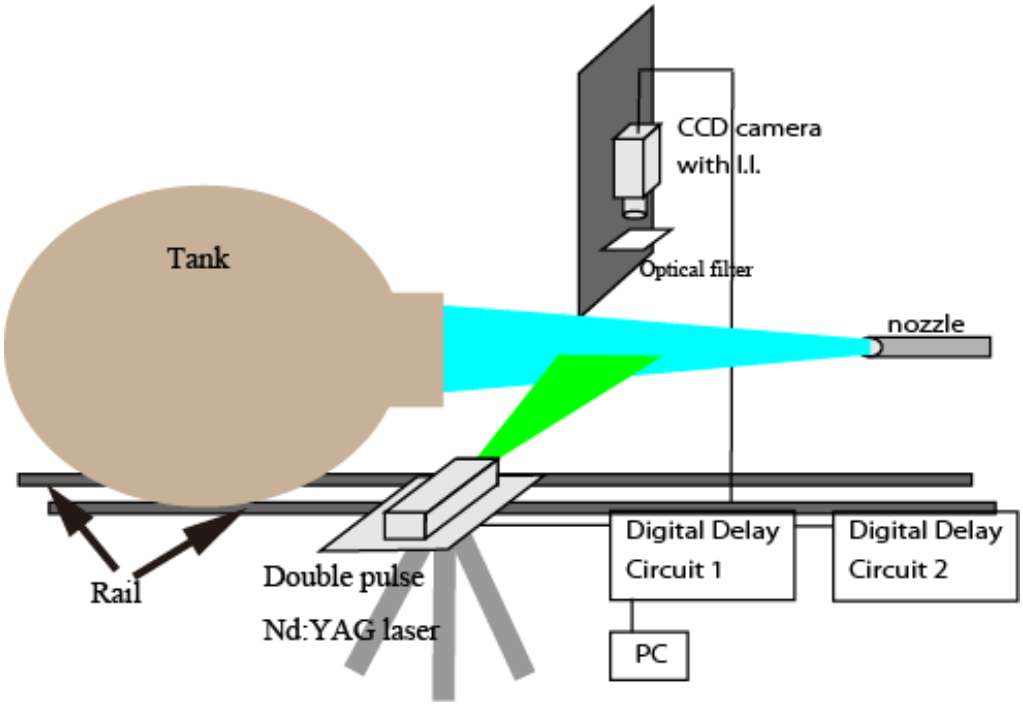


Fig. 2.14　The equipment outline of the PTV-LIF method

2.1.3.2　LIF法の測定原理

LIF法（Laser Induced Fluorescence: レーザー誘起蛍光法）の測定原理をFig. 2.15に示す．LIF法はレーザーを流れ場に直接照射し，これによって励起された流体中の特定の成分から流れ場の情報を得る方法である．本研究では波長が532nmのNd:YAGレーザーを利用している．蛍光粒子としてPMMAにRhodamine Bを含有したものを利用した．流体中に混入した蛍光粒子は，レーザー光を照射するこ

とによって下位準位から上位準位に励起する．この時，上位準位の寿命が短い場合には，励起された原子などは，すぐさま別の下位準位や元の下準位へ脱励起する. この時, その準位差に相当するエネルギーを持つ光子が放出される（Fig. 2.16参照）．これを受光することによって流れ場の情報を得ることができる．本実験では，動作流体の水にRhodamine Bを含有したPMMAの蛍光粒子を混入し，ノズルから噴射する．Nd:YAGレーザーでジェットに対して照射する．ジェット中の蛍光粒子はNd:YAGレーザー（λ = 532 nm）の波長によって励起し，625nmを中心とする波長の蛍光を放出する．カメラレンズの前に光学フィルターを設置する．この光学フィルターは565nm以下の光は1%以下しか透過しないので，粒子以外のジェットの光をほとんど遮る．よって粒子のみを撮影できる．これを連続して撮影し，PTV(Particle Tracking Velocimetry)することによって速度を計測できる.

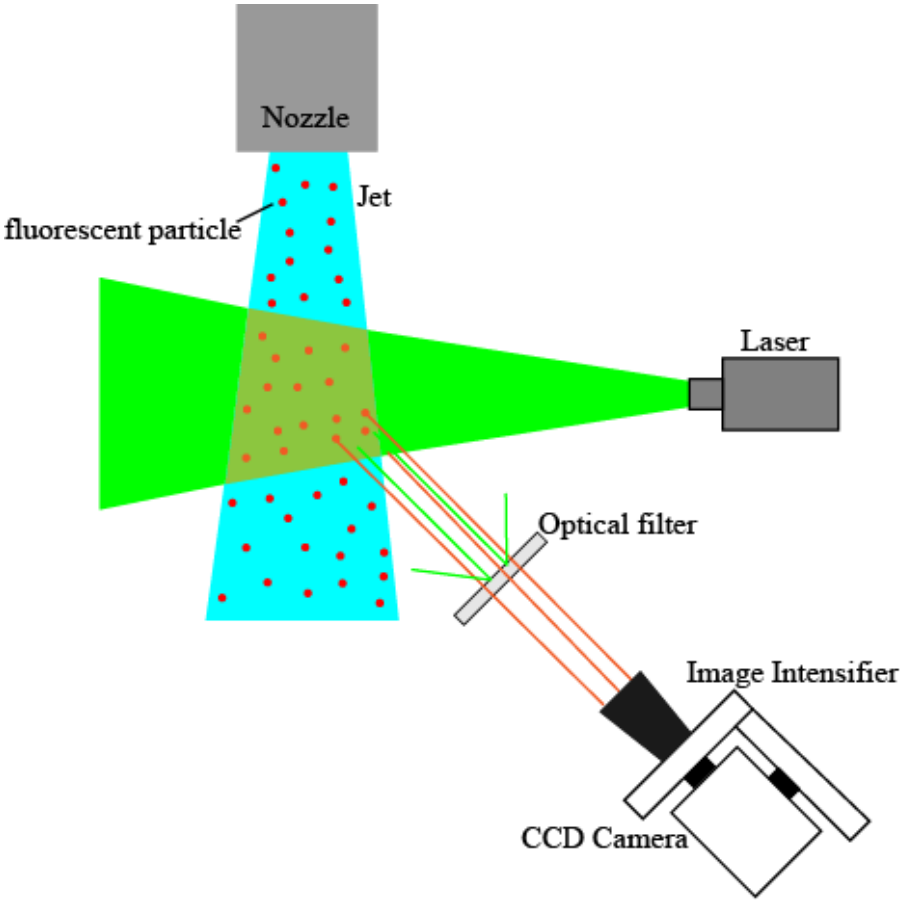


Fig. 2.15 The measurement principle of the LIF method

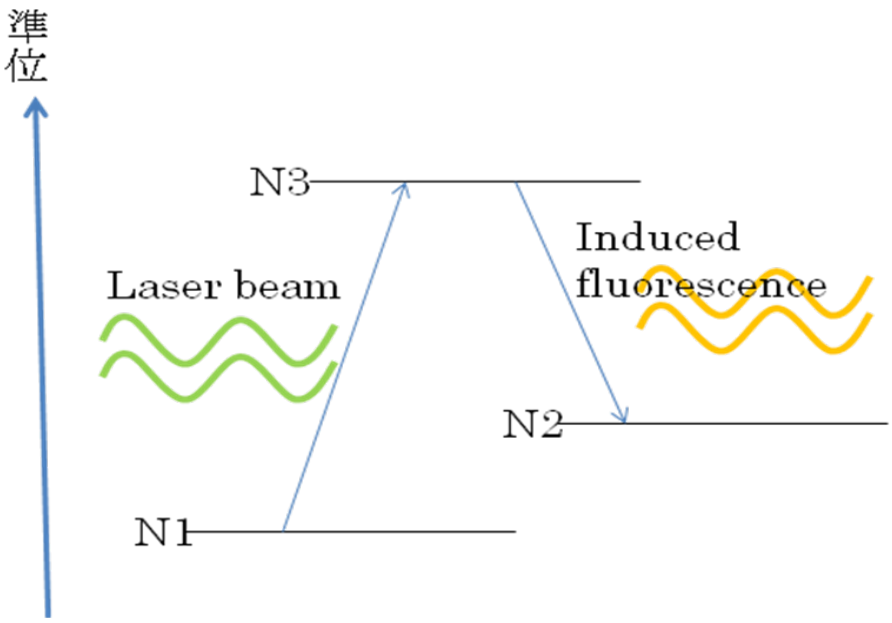


Fig. 2.16 The mechanism of LIF

(i)　蛍光粒子

Lavision 社製の1002192を用いた．サイズは20-50μmの球形上の粒子であり，PMMAの球形カプセル内に蛍光色素であるRhodamine Bが封入された構造の粒子である． Rhodamine BとPMMAの各物性値は次のようになる．また写真をFig. 2.17に示す.

PMMA	Density 1.19g/ccm
	Refractive index 1.48
	Soluble in organic solvents
	Good mechanical stability
	Hydrophilic anionic surface
Rhodamine B	2-[6-(Diethylamino)-3-(diethylimino)-3H-(xanthen)-yl] benzolic acied
	Absorption max 540nm
	Fluorescence max 625nm
	Efficiency 29%

Fig. 2.17 The fluorescence particles used for the experiment

(ⅱ)光学フィルター

シグマ光機社製ののDIF-50S-REDを用いた．この光学フィルターは565nm以下の波長をカットし，それより高波長を透過する．透過率をT，波長をλとすると次のようになる．

λ=400～565nm	T≤1%
λ=610±10nm	T=50%
λ=640～700nm	T≥85%

2.1.4　レーザーCT 法による測定

2.1.4.1 レーザーCT 装置概要

レーザートモグラフィー法を用いた実験で使用した実験装置について述べる．本実験で使用した実験装置の写真と概略図をそれぞれFig. 2.18, Fig. 2.19に示す．

Fig. 2.18　Photograph of experimental setup

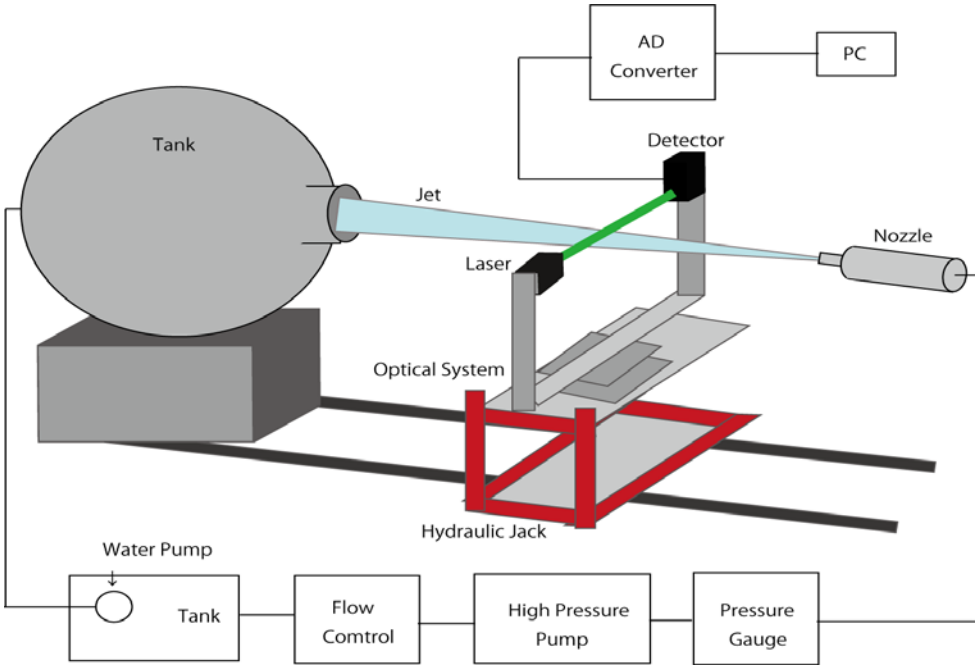


Fig. 2.19 Schematic drawing of experimental setup

本実験では高速ウォータージェットの透過率分布の計測のため，ラボジャッキを始めとしたレーザー用光学機器を使用した光学系の設計を行った．そこで光学系の写真を Fig. 2.20 に，光学系概略図を Fig. 2.21 にそれぞれ示す．

Fig. 2.20 Schematic photograph of experimental setup for optical system

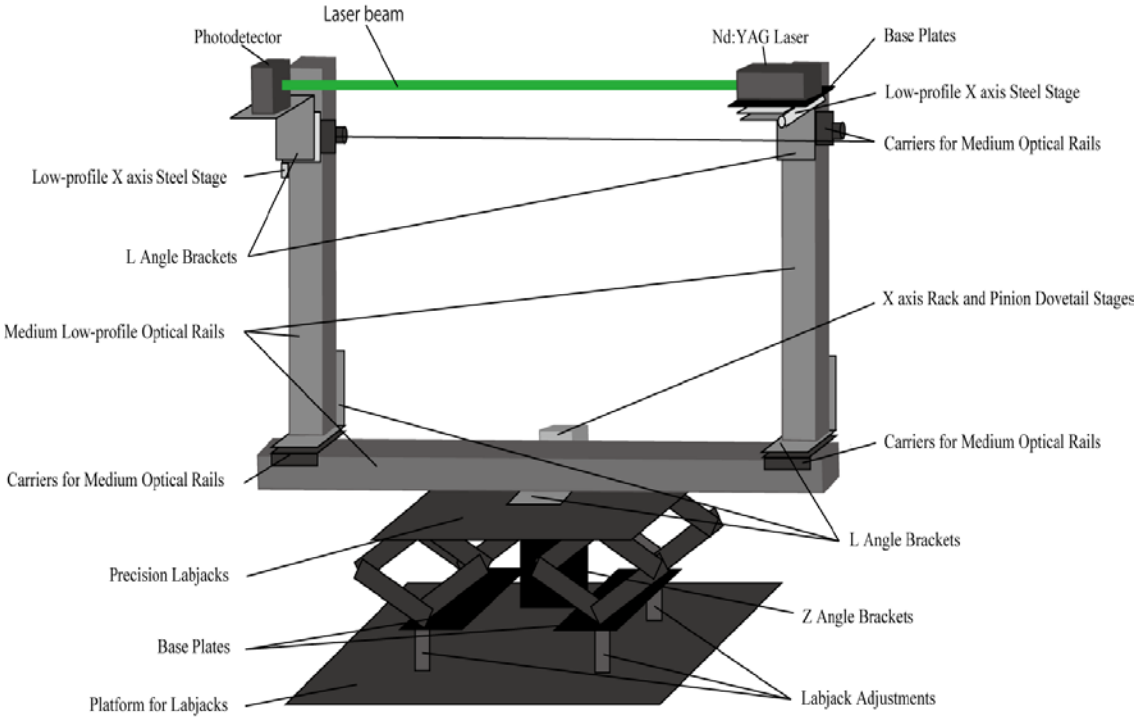


Fig. 2.21 Schematic drawing of experimental setup for optical system

また，実験に使用したレーザー，ディテクタ，AD コンバータ，光学系，ノズルの仕様についてはそれぞれ(ｉ)～(ｖ)に示す.

（ｉ）半導体励起レーザー

レーザーは，CrystaLaser 社の連続発振の半導体励起 Nd:YAG レーザー(Diode Pumped Green CrystaLaser)を使用した．レーザーの波長は 532nm，ビーム径は 0.2mm，レーザーの出力は 30mW，ビームの広がり角は 2mrad である.

測定中は，レーザー本体の周囲にポリエチレン袋によって防水を施し使用した．測定中のレーザーの様子を Fig. 2.22 に示す.

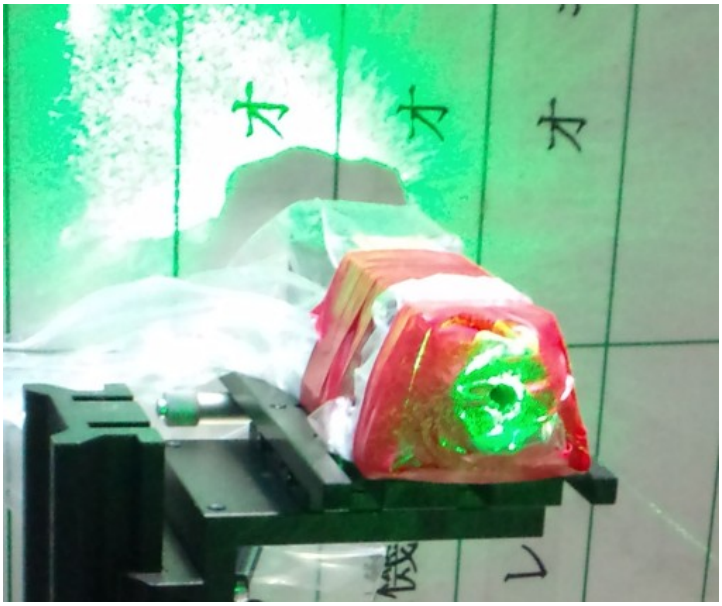


Fig. 2.22 Photograph of CW Laser

（ⅱ）フォトディテクタ

フォトディテクタは Electro-Optics Technology 社の Biased Silicon Photodetector の ET-2030TTL を使用した. 最大応答周波数は 1.2GHz, 検出部の直径は 0.4mm, 立ち上がり時間は 300ps である. 本実験でフォトディテクタによるレーザー光の

感知はアナログ信号として検出される．

レーザーと同様に，測定中は周囲をポリエチレン袋によって防水し使用した．測定中のフォトディテクタの様子を Fig. 2.23 に示す．

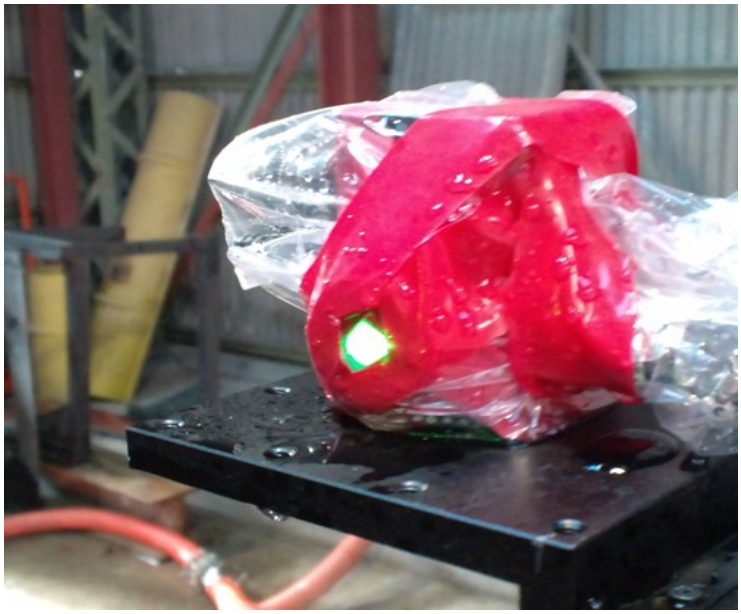


Fig. 2.23 Photograph of photo detector

（iii）AD コンバータ

AD コンバータは NATIONAL INSTRUMENT 社の PCI-6251 を使用した．アナログ入力サンプリングレートは 1.25MS/sec，分解能 16 ビットである．フォトディテクタとの接続には，同じく NATIONAL INSTRUMENT 社の拡張用シールドケーブル SHC68-68-EPM，シールド端子台 BNC-2110 と Tyco Electronics 社のコネクタ同軸ケーブルアセンブリ 1337773-4 を使用した．

（ⅳ）光学系

光学系の作製に用いたシグマ光機社のレーザー用光学基本機器の名称を示す.

〈名称〉Z ブラケット

X 軸粗微動ラックピニオンステージ

薄型 X 軸スチールステージ

L 型ブラケット

小型薄型アルミ光学ベンチ

光学ベンチ用キャリア

ベースプレート

精密ラボジャッキ用トッププレート

精密ラボジャッキ

精密ラボジャッキ用ロッド

測定中はポリ塩化ビニルシートによって周囲に防水を施した上で，レーザーとディテクタを装着した光学系をレールに載せた油圧ジャッキに搭載し使用した.

（ｖ）ノズル

レーザーCT法による実験では直管型ノズルを使用した．地盤の切削に用いられるジェットを噴出するノズルは，主に直管型ノズルとモニタ型ノズルに分類され，それぞれウォータージェットの特徴が異なる．直管型ノズルではジェットの状が同心円状になることが知られており，今回は直感型ノズルを使用した．測定中のノズルの写真とノズル概略図をFig. 2.24 に示す．ノズル直径は D_1=2.5mmである.

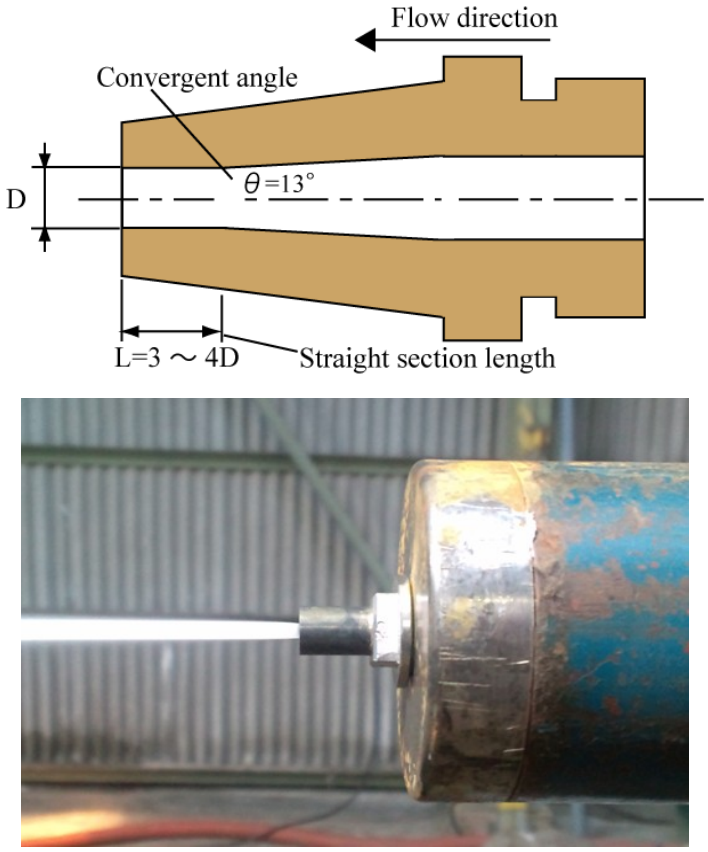


Fig. 2.24 Schematic drawing and photograph of Straight type nozzle

2.1.4.2　レーザーCT 法による実験概要

レーザーCT 法を用いた実験の流れを述べる．動作流体である水は貯水タンクからポンプと流量調節計を経てプランジャーポンプにより圧送され任意の圧力に調整された後，水平に配置されたノズルから噴射されウォータージェットを形成する．ジェットはジェット用タンクに向けて噴出され，フィルターによって不純物を取り除いた上で貯水タンクに戻る．

本実験におけるジェットの流動様式としては，ノズル出口直後は水単相流であるが，ノズル出口から離れるにつれて次第に周囲の空気を巻き込み気液二相流となる．ジェット内部のボイド率分布測定にはレーザートモグラフィー法を用いた．光学系には，連続発振の半導体励起 Nd:YAG レーザー（Crystalaser 社，

波長 532nm, 出力 30mW）とフォトディテクタ（EOT 社, 最大応答周波数 1.2GHz）を使用した．レーザーとフォトディテクタはジェットを挟んでジェット進行方向と垂直に正対して配置し，レーザー光は水平に発振され，フォトディテクタの検出部に直接入射する(Fig. 2.25)．レーザー発振口とフォトディテクタ間は 500mm の距離が離れている．実験開始前にはレーザーとディテクタの照準合わせを行い，次の内容に関しては測定開始後には操作を行わない．まず目視によってレーザー光がディテクタの検出部中心に照射するよう調整を行った後，NATIONAL INSTRUMENT 社の PC 用アプリケーションソフト LabVIWE を使用しその値を読み取る．そこからディテクタ側のステージで高さ方向へ移動させ検出強度が最大となる位置に調整する．同様の操作でレーザー側のステージで横方向調整を行い，照準合わせを完了する．

実験中，光路上にジェットの液滴が無ければレーザー光はそのまま透過しフォトディテクタに検出されるが，光路上に液滴があれば，液滴による遮蔽あるいは液滴表面での乱反射によりレーザー光は屈曲しディテクタ検出部に入射せず検出されない．ディテクタ検出部に入射したレーザー光はフォトディテクタにおいて，アナログ信号として検知される．そこでレーザー光検出の時系列データをAD コンバータを介してデジタル信号に変換し，PC に取得，データ処理によりレーザー光透過の時間割合（透過率）を求める．本実験では測定サンプルを 1,000,000 回/sec ，レーザー光の検出閾値を 2.5Vとして測定を行い，総サンプル数の中で光が検出されている数を割合にしたものを透過率とする．また，１回の測定時間は１secとし，測定後条件を変更せずに３回測定し，その平均値をその場所における透過率とする．PCにおける取得データの処理に使用したアプリケーションは，引き続きNATIONAL INSTRUMENT社のLabVIWEを用いた．レーザーとフォトディテクタはともに高さ方向に精密位置決め可能なZ ステー

ジ（可動範囲 140mm）に設置されており，ジェット中心から高さ 1mm ごとの透過率分布を得た．本実験では圧力を 0～32MPaの範囲で，ノズル先端からジェットの軸方向への距離を 0～500D_1の間で任意に定め，測定を行った．

得られた透過率分布より，トモグラフィー法を使用してジェット内部の透過率分布の再構成を行った．画像再構成には ML-EM 法（最尤推定期待値最大化法）を，ジェット構造が軸対称であることを適用し独自に改良して用いた．ジェット断面局所の透過率は局所ボイド率と関連があることから，ジェット局所のボイド率分布を求めることができる．実験で測定した透過率からのボイド率の算出は，FORTRAN によって作成したプログラムを使用して行った．ML-EM 法による画像再構成処理の詳細については後述する．

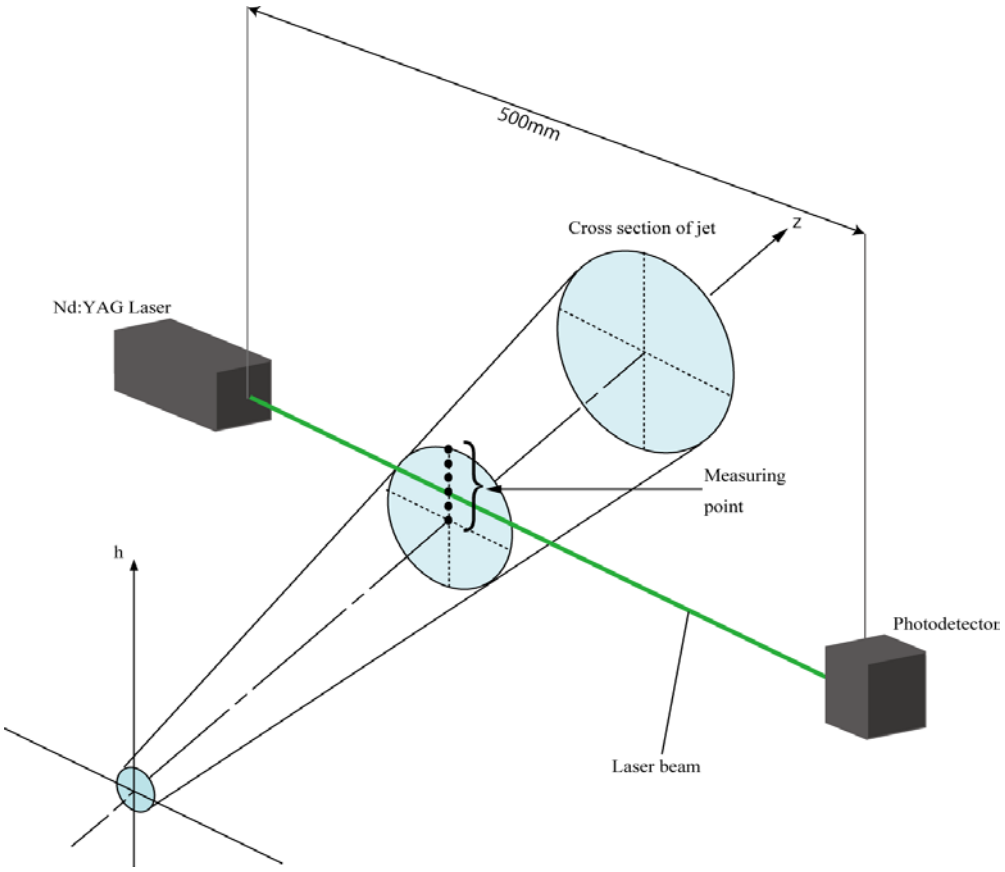


Fig. 2.25 Cross section of the jet

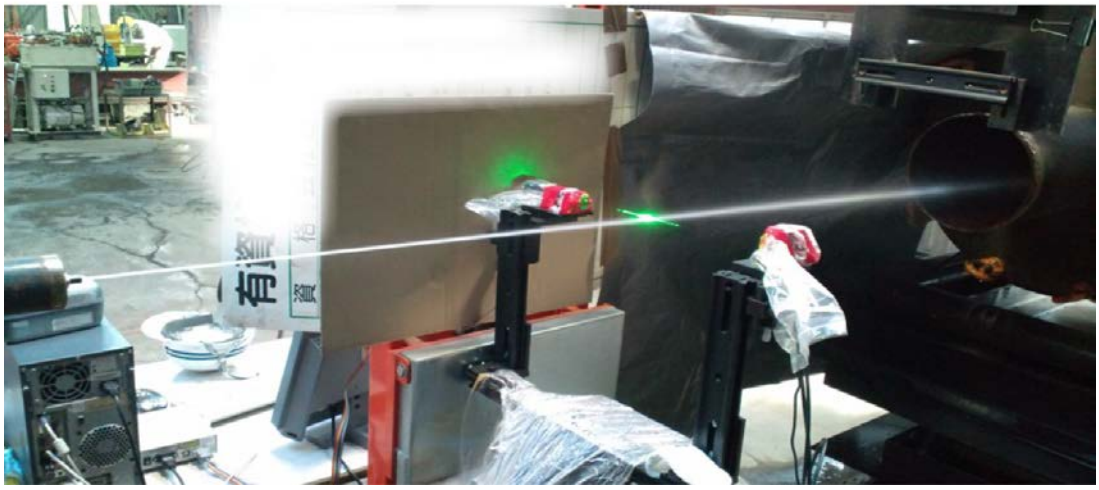


Fig. 2.26 Photograph of measurement

2.1.4.3　局所透過率の算出

レーザーCT 法によって計測された透過率について，画像処理法を利用して局所的な領域における透過率（局所透過率）を再構成する．画像再構成には ML-EM 法（最尤推定期待値最大化法）を，ジェット構造が軸対称であることを適用し独自に改良して用いる．実験で測定した透過率からの局所透過率の算出は，FORTRAN によって作成されたプログラムを使用して行う．

画像再構成法とは，ある断面の線積分で得られた結果すなわち投影データから，原因である断面の画像を導く解法を指す[5]．X線CTに代表される透過型CTは，検査対象の外部から放射線を照射し，その減弱の様子を検出器で測定する．そして検査対象の軸を取り囲むデータを収集することで，X線やレーザー光に対する検査対象の減弱率の分布を画像として表す．このように透過型CTは検査対象の線減弱係数分布を観測し画像再構成処理を行うことで対象物の断層を見ることができる．本実験では，検査対象を高速ウォータージェットとし，照射する光線をレーザー光とすることで，投影の取得を可能にしている．さらに，投

影から断面の画像を導くには数学的処理を行う必要があるがその際に本研究では逐次近似法を使用し，統計的に解を求める．

ここで言う逐次近似法とは，直接的に解くことができない連立方程式を解くために，先にある解（断面画像）を仮定しその断面画像を積分することで投影を得，実際の投影との間で比較し，その結果を逆投影し仮定した解を修正し，この修正を繰り返すことで解に近づけていく方法である．計算には，計測データにノイズ等の統計誤差が含まれていても計算を実行できるよう考慮し，画像の期待値を求める操作が含まれている．以上の手法により，測定データから元の断面の画像を得る画像再構成が行われる. 本実験では特に ML-EM 法と呼ばれる方法を使用してジェットの局所透過率分布の算出を行った.

また，X 線 CT を始めとする透過計測には一般式が存在し，これは透過計測において非常に基礎的な考え方であるが，同時に大変重要でもあるので以下に一般式とその導出を示す.

レーザー光とその減弱について考える．レーザー光の強度を減弱させる遮蔽板があると仮定し，Fig. 2.27 に示すように設置する．

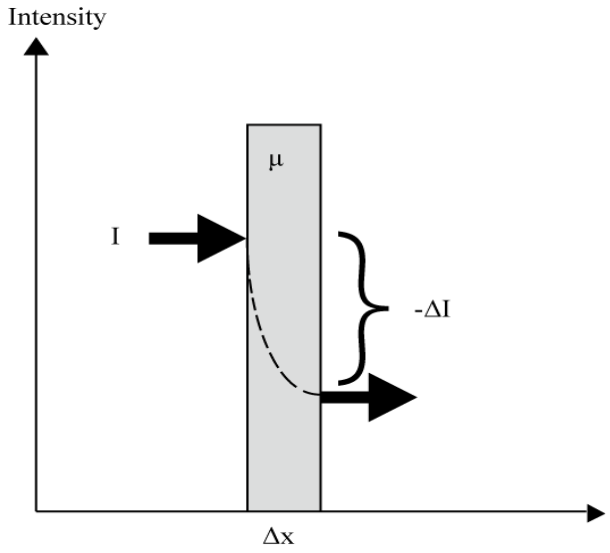


Fig. 2.27 Laser intensity attenuation

強度 I のレーザー光が単位時間の間に微小距離 Δx だけ検査対象を通過する場合，不通過となった $-\Delta I$ の割合を，線減弱係数 μ と表す．これは，$\mu I \Delta x$ が減弱した量 $-\Delta I$ と等しくなることを意味し，

$$-\Delta I = \mu I \Delta x \tag{2.1.1}$$

となる. これをレーザー光の減弱量 ΔI と微小距離 Δx で表すと以下の式となる.

$$\frac{\Delta I}{\Delta x} = -\mu I \tag{2.1.2}$$

これを微小区間 dx と dI を用いて書き直すと次式のようになる.

$$\frac{dI}{dx} = -\mu I \tag{2.1.3}$$

これは微分方程式であるので，I について解くと

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \tag{2.1.4}$$

となる．長さ x_0 を透過した減弱量は μx_0 となるがこれを線積分の形に直すと

$$I = I_0 \cdot \exp[-\int_0^{x_0} \mu dx] \tag{2.1.5}$$

とかける．さらに線減弱係数が不均一で f(x,y)という分布を持つとすると，任意の直線 l に沿ったレーザー光の減弱は線積分の形でかくと

$$I = I_0 \cdot \exp[-\int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dl] \tag{2.1.6}$$

となる．これが透過計測の一般式である.

2.1.1.4　ML-EM 法概要と理論的導入

最尤推定－期待値最大化法（Maximum Likelihood - Expectation Maximization 法，以下 ML-EM 法）による局所透過率分布の算出の概要とその導出について述べる.

本実験で考えている透過率の値から局所透過率を求める最も有効な手法は，検出器の個数と同じ次数の連立方程式を解くことである．ところがこの手法で

は，測定された透過率に誤差が含まれると連立方程式が解を持たなくなる可能性があるため，透過率からジェットの局所透過率の算出を解析的に行うことは難しい．そこで最尤推定（ML）法と期待値最大化（EM）法という二つの考え方を組み合わせた，ML-EM 法と呼ばれる逐次近似法を使用する．これによって，検査対象であるジェットを通過した光の透過率からジェット内部の局所の透過率分布を，統計的に最も可能性の高い場合の一つとして推定する．この方法では，まず任意の値にある局所透過率を仮定する．その局所透過率から逆投影によって推定した局所透過率分布から求めたジェットの透過率が，実際に測定した投影データに近い尤もらしい値をとるように，結果をフィードバックしながら仮定した局所透過率分布を修正していく．この作業を繰り返して推定した局所透過率分布による逆投影で得られたジェットの透過率と，実際に測定した投影データの差が十分小さくなった場合，その値を測定データから求めた局所透過率と決定する．以上の作業が ML-EM 法による局所透過率分布の算出である．

一般にML-EM法による数学的処理は次式によって表される[6].

$$\lambda_j^{k'+1} = \frac{\lambda_j^{k'}}{\sum_i C_{ij}} \sum_i \frac{y_i C_{ij}}{\sum_{m \in I_i} C_{im} \lambda_m^{k'}} \qquad (2.1.7)$$

求める値λ_jはジェットの局所透過率，実験によって計測されるデータは投影値y_i，C_{ij}はメッシュjから検出器iに光子が入射する確率（検出確率）である．ただし前項で述べた透過計測の一般式に適応するため，λ, yはそれぞれ局所透過率と投影値の自然対数をとったものである．ML-EM法の操作は，（2.1.7）式の計算をλの値が収束するまで繰り返し行う．

続いてML-EM法の理論式（2.1.7）の導出について述べる．再構成画像をメッシュに分割し順に番号を付けjとし，検出器に関しても同様に番号を付けiで示す

（Fig. 2.28）．k'は計算の繰り返し回数を表す．また，実際には観測できないが，メッシュjから検出器iに入射する光子数x_{ij}を導入する．メッシュjから検出器iに入射する光子数x_{ij}が直接観測できる場合には最尤推定からメッシュの値λ_jが求められる．ところが実際にはx_{ij}を含んだ投影データy_iの形でしか観測することができない．

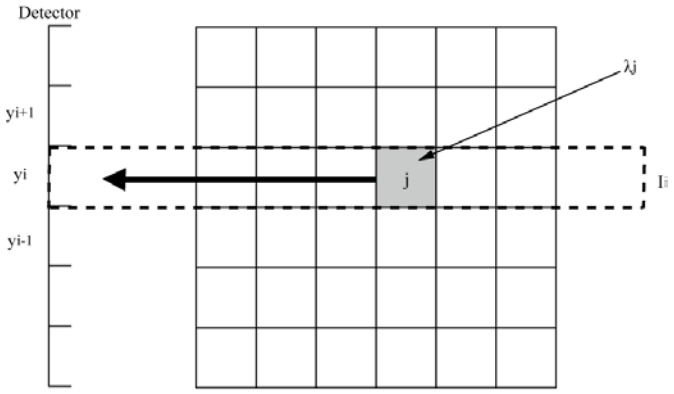


Fig. 2.28 Assigned mesh

ここでは x_{ij}の値が求まると，y_iの値も求められるため，x_{ij}について考えていく．各メッシュから放出される光子数がポアソン分布に従うことから，メッシュと等しい幅を持つ投影線I_i上のある各メッシュの値λ_jから，検出器iにx_{ij}個の光子が入射する確率は（2.1.8）式で表される．ただし，λ_{ij}はx_{ij}の期待値とし，λ_{ij} はC_{ij}を用いて表すと$\lambda_{ij}=C_{ij}\lambda_j$となる．

$$P(x_{ij}) = e^{-\lambda_{ij}} \frac{\lambda_{ij}^{x_{ij}}}{x_{ij}!} = e^{-C_{ij}\lambda_j} \frac{(C_{ij}\lambda_j)^{x_{ij}}}{x_{ij}!} \qquad (2.1.8)$$

それぞれのjの実現値がx_{ij}である現象は互いに独立であるから，すべての投影iについて考慮した同時確率は，

$$P(x_{ij}) = \prod_i \prod_{j \in I_i} P(x_{ij}) = \prod_i \prod_{j \in I_i} e^{-C_{ij}\lambda_j} \frac{(C_{ij}\lambda_j)^{x_{ij}}}{x_{ij}!} \qquad (2.1.9)$$

である．この同時確率がメッシュのそれぞれの期待値λ_jによって決まるとして考

えたとき，対数尤度L（λ）は

$$
\begin{aligned}
L(\lambda) &= \ln\{P(x)\} \\
&= \ln\left\{\prod_i \prod_{j\in I_i} e^{-C_{ij}\lambda_j} \frac{(C_{ij}\lambda_j)^{x_{ij}}}{x_{ij}!}\right\} \\
&= \sum_i \sum_{j\in I_i} \left\{-C_{ij}\lambda_j + x_{ij}\left(\ln C_{ij} + \ln\lambda_j\right) - \ln x_{ij}!\right\} \\
&= \sum_i \sum_{j\in I_i} \left\{-C_{ij}\lambda_j + x_{ij}\ln\lambda_j\right\} + const
\end{aligned}
\qquad (2.1.10)
$$

で表される．λに因らない項は定数項とした．最尤推定を直接用いるのであれば，λ_jについて偏微分をとり極大値を求めることでメッシュの値が得られるが，x_{ij}は直接観測できないためこのままでは求めることができない．そこで，ML-EM法の操作をk'回繰り返したときの推定値$\lambda_j^{k'}$と投影値y_iを与えたときの対数尤度関数の条件付き期待値をλの関数とみなし，次式で求める．

$$
\begin{aligned}
Q\left(\lambda \mid \lambda^{k'}\right) &= E\left[\ln P(x) \mid y, \lambda^{k'}\right] \\
&= \sum_i \sum_{j\in I_i} \left\{-C_{ij}\lambda_j + E\left[x_{ij} \mid y, \lambda^{k'}\right]\ln\lambda_j\right\} + const
\end{aligned}
\qquad (2.1.11)
$$

式中の$\lambda_{k'j}$，y_jが与えられた時のx_{ij}の条件付き期待値$E[x_{ij}|y,\lambda_{k'}]$を求める．投影y_jを与えたときのx_{ij}の事後確率P（$x_{ij}|y_i$）は次式で表される．

$$
P\left(x_{ij} \mid y_i\right) = \frac{P\left(x_{ij}\right)P\left(y_i \mid x_{ij}\right)}{P\left(y_i\right)} \qquad (2.1.12)
$$

投影y_iが得られる確率P（y_i）は，投影線上のメッシュから検出器iに入射する光子数の期待値の総和を期待値としたポアソン分布に従うことから（2.1.8）式と同様にして，

$$
P(y_i) = e^{-\sum_{m\in I_i} C_{im}\lambda_m} \frac{\left(\sum_{m\in I_i} C_{im}\lambda_m\right)^{y_i}}{y_i!} \qquad (2.1.13)
$$

で表される．さらに，P（$y_i|x_{ij}$）はx_{ij}が与えられたときの投影y_iの確率であることから，

P（$y_i|x_{ij}$）$= P$（y_i-x_{ij}）が成り立ち

$$P(y_i \mid x_{ij}) = P(y_i - x_{ij}) = e^{-\sum_{m\in I_i}(C_{im}\lambda_m - C_{ij}\lambda_j)} \frac{\left\{\sum_{m\in I_i}(C_{im}\lambda_m - C_{ij}\lambda_j)\right\}^{y_i - x_{ij}}}{(y_i - x_{ij})!} \qquad (2.1.14)$$

で表される．以上により

$$P(x_{ij} \mid y_i) = \frac{e^{-C_{ij}\lambda_j}\dfrac{(C_{ij}\lambda_j)^{x_{ij}}}{x_{ij}!} e^{-\sum_{m\in I_i}(C_{im}\lambda_m - C_{ij}\lambda_j)} \dfrac{\left\{\sum_{m\in I_i}(C_{im}\lambda_m - C_{ij}\lambda_j)\right\}^{y_i - x_{ij}}}{(y_i - x_{ij})!}}{e^{-\sum_{m\in I_i} C_{im}\lambda_m}\dfrac{\left(\sum_{m\in I_i} C_{im}\lambda_m\right)^{y_i}}{y_i!}} \qquad (2.1.15)$$

となる．この式を整理すると

$$P(x_{ij} \mid y_i) = \frac{y_i!}{x_{ij}!(y_i - x_{ij})!}\left(\frac{C_{ij}\lambda_j}{\sum_{m\in I_i} C_{im}\lambda_m}\right)^{x_{ij}}\left(\frac{\sum_{m\in I_i}(C_{im}\lambda_m - C_{ij}\lambda_j)}{\sum_{m\in I_i} C_{im}\lambda_m}\right)^{y_i - x_{ij}} \qquad (2.1.16)$$

となり，二項分布となることが分かる．P（$x_{ij}|y_i$）が二項分布に従うので$\lambda_j=\lambda_{k'j}$と与えたときの条件付き期待値$E[x_{ij}|y,\lambda_{k'}]$は, 試行回数y_iの二項分布の期待値で表される．

$$E\left[x_{ij} \mid y, \lambda^{k'}\right] = y_i\, p_{ij} = y_i \frac{C_{ij}\lambda_j^{\,k'}}{\sum_{m\in I_i} C_{im}\lambda_m^{\,k'}} \qquad (2.1.17)$$

同様に全てのメッシュについて考えると，メッシュjから検出器iに入射する光子の期待値$C_{ij}\lambda_j$を，投影の期待値$\Sigma C_{im}\lambda_m$で割った確率P_{ij}を母数とし試行回数をy_iとした多項分布にしたがうと言え，このときのメッシュjについての期待値は式で表される．

次に，対数尤度の極大値を求める代わりに（2.1.11）式で表される対数尤度関

数の条件付き期待値の極大値を求める．

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial \lambda_j} Q\left(\lambda \mid \lambda^{k'}\right) &= \frac{\partial}{\partial \lambda_j}\left[\sum_i \sum_{j \in I_i}\left(-C_{ij}\lambda_j + E\left[x_{ij} \mid y, \lambda^{k'}\right]\ln \lambda_j\right) + const\right] \\
&= \sum_i \left\{-C_{ij} + \frac{E\left[x_{ij} \mid y, \lambda^{k'}\right]}{\lambda_j}\right\} \\
&= -\sum_i C_{ij} + \frac{\sum_i E\left[x_{ij} \mid y, \lambda^{k'}\right]}{\lambda_j} = 0
\end{aligned}
$$

（2.1.18）

この式では，直接観測することのできないx_{ij}を，x_{ij}についての条件付き期待値で置き換え，さらに偏微分を取ることで画像全体の条件付き期待値から注目するメッシュj以外の項を全て 0 とし，注目しているメッシュ一つの投影の関係にしている．この後，（2.1.18）式を満たすλ_jの値を求めるのであるが，これは推定値$\lambda_j^{k'}$から求めているので，新しく得られたλ_jはk'＋1 回目の推定値であり，これを$\lambda_j^{k'+1}$と書くことにする．

よって$\lambda_j^{k'+1}$は

$$
\lambda_j^{k'+1} = \frac{\sum_i E\left[x_{ij} \mid y, \lambda^{k'}\right]}{\sum_i C_{ij}} \qquad (2.1.19)
$$

で表される．この式を改めて書き直すと次式になる．

$$
\lambda_j^{k'+1} = \frac{\lambda_j^{k'}}{\sum_i C_{ij}} \sum_i \frac{y_i C_{ij}}{\sum_{m \in I_i} C_{im} \lambda_m^{k'}} \qquad (2.1.20)
$$

以上によって ML-EM 法の理論式の導出を示した．

2.1.4.5　ML-EM 法による局所透過率の算出過程

ML-EM 法の本実験への適用過程を示す．本来透過型 CT の原理或いは画像再構成法に基づいた測定を行う場合，信頼できる結果を得るためには 2 方向以上から測定を行う必要がある．ところが本実験では検査対象であるジェットが同心円状の局所透過率分布を持つと仮定することで，検査対象を軸対称とすることができる．よって中心角 90°の扇形における値が求まれば全体の局所透過率を算出することが可能になる．また，ML-EM 法では投影データの他に，光の透過条件である検出確率が繰り返し計算に用いられるため，その取り扱いが重要になる．本研究では，検出確率の算出に必要な面積は 1mm 幅のメッシュと円弧によって形成されるものとする（Fig. 2.29）.

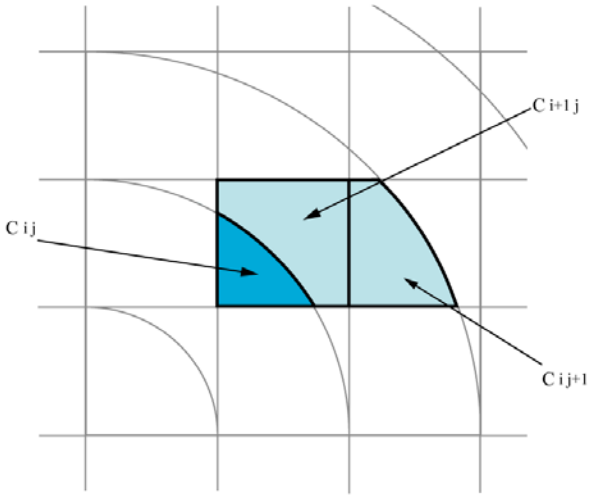


Fig. 2.29 Calculating of C_{ij}

検出確率は ML-EM 法による処理を行う過程で繰り返し計算されるため, 上で述べた面積は迅速かつ正確に算出される必要がある．当初はメッシュを分割する円弧に台形則を用いて検出確率を求めた.

本実験ではレーザー光の時間透過割合を測定しているが，高速ウォータージェットのジェットの流れが定常だと仮定することで，エルゴード理論に基づき，時間透過割合を面積透過割合と等価であるとする．

次に具体的な ML-EM 法による局所透過率の算出のアルゴリズムを示す．

測定した透過率をγとしデータを順にメモリに読み込む．求める局所透過率αはここでは透過計測の式（2.1.3）において，$e^{-\mu}$に相当する．

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \qquad (2.1.21)$$

これを式（2.1.20）に対応させ計算を行うが，λ_jはあるメッシュの線減弱係数に比例する量である必要がある．

$$\lambda_j^{k'+1} = \frac{\lambda_j^{k'}}{\sum_i C_{ij}} \sum_i \frac{y_i C_{ij}}{\sum_{m \in I_i} C_{im} \lambda_m^{k'}} \qquad (2.1.22)$$

そこで線減弱係数 μ と局所透過率 α を対応させるために変数変換を行い，

$$\lambda = -\ln \alpha \qquad (2.1.23)$$

とする．すると λ と μ は比例関係になり，式（2.1.22）を適用できる．

測定によって得られた透過率 γ は投影データであるが，上記の変換に対応させるためにこちらも変数変換を行い，

$$y_i = -\ln \gamma \qquad (2.1.24)$$

とする．その際透過率の値が 0 の点は読み込まずデータがないものとして計算を続ける．

続いてC_{ij}の計算を行う．検出確率C_{ij}は上にも述べた通り，一辺 1mmのメッシ

ュとジェットの軸を中心とした円弧によって形成される．そこでメッシュの４つの頂点が円弧に分割されるパターンを考えると，以下の 5 通りとなる．

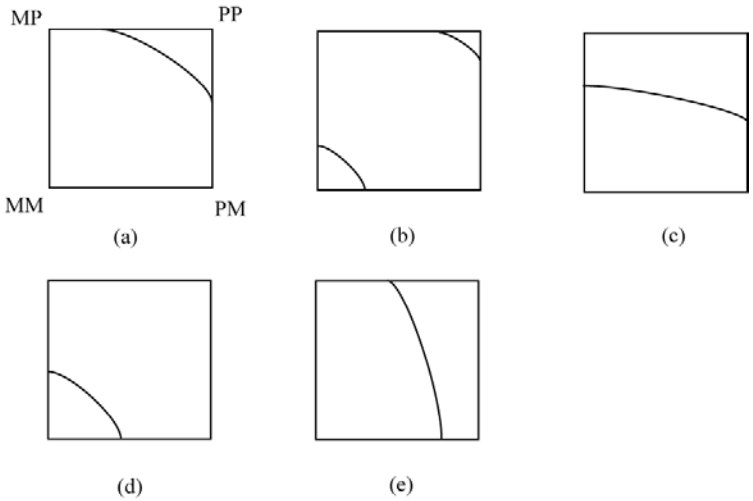


Fig. 2.30 Pattern of C_{ij}

メッシュの４つの頂点をそれぞれ，Fig. 2.30（a）に示すように PP，PM，MP，MM と定める．ジェットが同心円で軸対称であることを考えると，メッシュと円の関係は中心を通る 42°の直線に対して対称であるので，45°の対象軸にたいして片側のみを考えればよい（Fig. 2.31）．

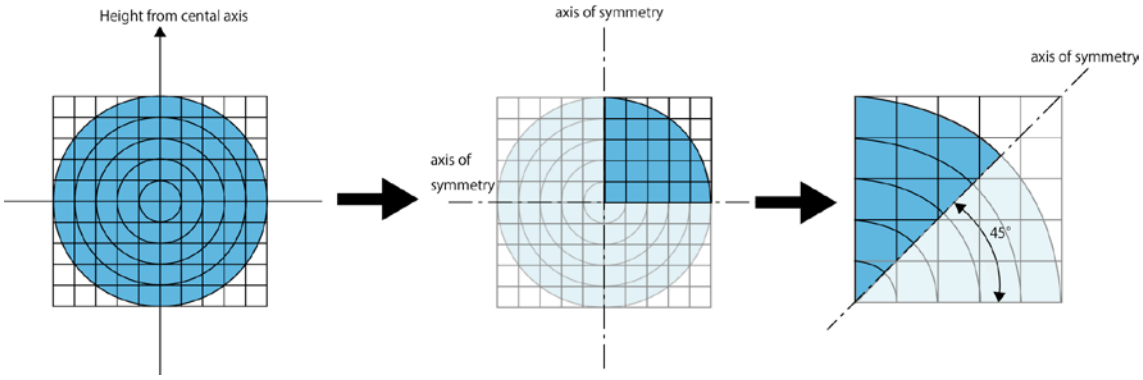


Fig. 2.31 Symmetry of jet

そのためパターン（c）と（e）は同値であることが分かる．そこで，ここではメ

ッシュの頂点である 4 点の座標を取得し，ジェットの中心からの各座標の距離の整数部の値によって以下の 4 つのパターンに分類することができる．

（a） PP のみが他と異なる整数部を持つ

（b） PP と PM，MP そして MM と３つが異なる整数部を持つ

（c） MP，PP の２つと PM，MM の２つが異なる整数部を持つ

（d） MM のみが他と異なる整数部を持つ

これよりC_{ij}を上記のパターンの（a）～（d）に分類した上で，台形則による数値積分によりC_{ij}を算出する．Fig. 2.32 に示すように，メッシュと円弧によって囲まれる領域を台形則によって近似する．台形則に使用する刻み幅Δhは台形則を使用する領域の横方向の長さを 100 分割したものとする．

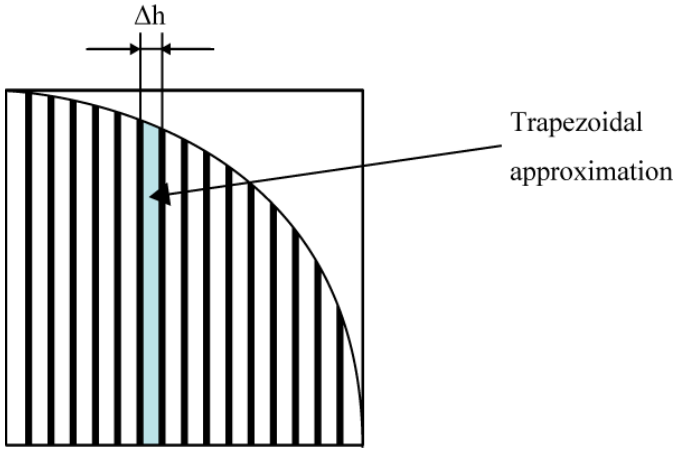


Fig. 2.32 Trapezoidal approximation

以上（ｉ）（ii）の計算によってC_{ij}が決定すればML-EM法の式（2.1.22）による繰り返し計算を行う．初めの局所透過率λの値は 0.5 と仮定し，繰り返し計算を行う．$\lambda^{k'-1}$と$\lambda^{k'}$の差が 10 の-10 乗よりも小さくなればλが収束したと判断し，計算の繰り返しを終了する．初めに局所透過率αを透過計測の式に適応させるため

に変数変換を行ったので，逆変換を行い算出された値を局所透過率に戻す．最後に，測定された透過率は半円に対する透過率であるので，二乗されていることを考慮し，平方根をとる．以上の操作によって透過率から局所透過率を算出する．

2.1.5　レーザーシュリーレン法による測定

2.1.5.1　レーザーシュリーレン装置概要

レーザーシュリーレン法によるウォータージェットの透過率の測定に使用した実験装置について述べる．本実験で使用した実験装置の写真と概略図をそれぞれ Fig. 2.33，Fig. 2.34 に示す．実験装置は，流体系と光学系に大別される．まずレーザーシュリーレン法の光学系については，YAG レーザー発生装置（Fig.2.33 の①，以下〇で囲まれた番号は Fig. 2.33 の番号）から発振されたレーザー光（波長 532nm）は対物レンズ②によって集光された後，ピンホール③を通過し凹レンズ④によって平行光となり，測定領域に照射される．測定領域を通過後は再び凹レンズ⑤とピンホール⑥を通過し，さらに凸レンズによって屈折させた上で，記録用カメラ受光部に結像させ撮影する．この過程で測定領域において散乱されたレーザー光は除外されるので，カメラ受光部には測定領域で散乱，吸収されずに平行に透過したレーザー光のみが到達し結像する．

測定領域にウォータージェットが存在すると平行なレーザー光はウォータージェットによって吸収あるいは散乱される．従ってウォータージェットのコア部分の液相体積率の大きい部分を透過する平行レーザー光の強度は小さくなり，記録用カメラで撮影した画像での輝度が小さくなり，画像では黒く映し出される．一方、ウォータージェットが存在しない領域を通過する平行レーザー光はほとんど散乱，吸収されず、撮影した画像での輝度は大きくなり，画像では白く映し出される. 撮影画像の輝度は白黒で 256 階調のデジタル値で記録される．画像から求められたウォータージェットが存在しない領域を通過するレーザー光の輝度をI_0，ウォータージェットが存在する領域を通過するするレーザー光の輝度をIとし（I/I_0）から透過率(Transmissibility)を求めた．

一方，流体系については，作動流体である水をタンクに貯め，ノズル（直径

D=1.7mm）からジェットとして噴出させる．噴出されたジェットは測定領域を通過後，受水部（キャッチャー）で収集される．なおジェットの吐出圧 *P* は 0.1，2，5，10，20MPa の 5 種類である．

Fig. 2.33 Photograph of experimental setup

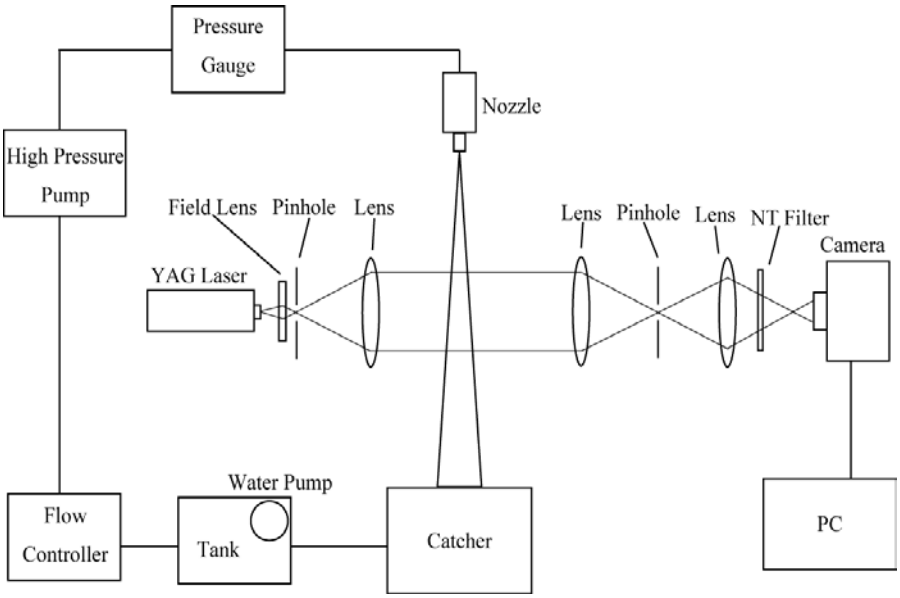


Fig. 2.34 Schematic drawing of experimental setup

本装置により，モニタ型のウォータージェット装置から噴出されるジェットに

対してレーザー光を照射し，レーザー光の遮蔽率，或いは透過率を測定する．Fig. 2.35 にジェットを含む光学系装置の写真を示す．

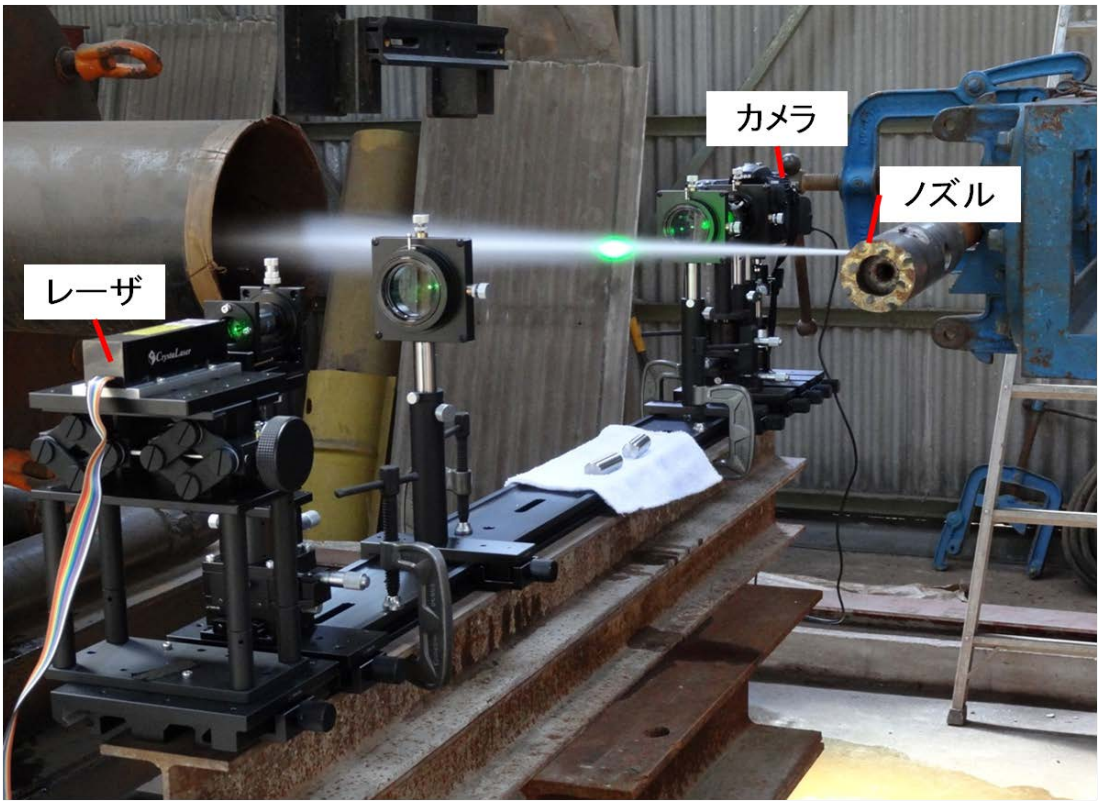


Fig. 2.35 Schematic photograph of experimental setup for schlieren optical system

実験装置は，流体系と光学系に大別される．まず光学系については，YAGレーザー（波長 532nm）から発信されたレーザー光は対物レンズによって集光された後，ピンホールを通過し凹レンズによって拡大され，測定対象に照射される．測定対象を通過後は再び凹レンズとピンホールを通過し，さらに凸レンズによって屈折させた上で，記録用カメラに結像させ測定を行う．一方流体系については，作動流体である水をタンクに貯め，ノズル（直径D_2=1.7mm）からジェットとしてキャッチャーに向け噴出する．なおジェットの吐出圧P_{inj}は 0，2，5，10，20MPaの 5 種類である．

（ｉ）半導体励起レーザー

レーザーは，CrystaLaser 社の連続発振の半導体励起 Nd:YAG レーザー(Diode Pumped CW Green Laser)を使用した．レーザーの波長は 532nm，ビーム径は 0.2mm，レーザーの出力は 30mW，ビームの広がり角は 2mrad である．使用したレーザーを Fig. 2.36 に示す.

Fig. 2.36　Photograph of CW Laser

（Ⅱ）カメラ

カメラは Nikon 社製の D300 を使用している．シャッタースピードは最高で 8000 分の 1 秒，撮影画像サイズは最大で 2848×4288pixel（18.99×28.59mm）である．保存形式は TIFF を使用し，画像データはモノクロで取得する．カメラ操作は全てカメラと接続された PC 上で行い，専用ソフト Camera Control Pro 2 で操作を行う.

（Ⅲ）光学系

シュリーレン光学系の作製に用いたシグマ光機社のレーザー用光学基本機器の名称を示す.

〈名称〉ピンホールホルダー

３軸レンズホルダー

ベンチ用キャリア

カメラホルダー

球面アクロマティクレンズ（φ50mm，焦点距離 f=150.7mm）

フィルターホルダー

虹彩絞り

精密ラボジャッキ

ラボジャッキ用トッププレート

ラボジャッキ用スペーサーキット

ND フィルター（可視透過率 50％，10％）

スペイシャルフィルターホルダー

対物レンズ（倍率×40，焦点距離 f=4.5mm）

精密ピンホール（φ25±3μm）

ロッド

ロッドスタンド

フラットアルミステージ

（ｖ）ノズル

シュリーレン法による実験ではモニタ型ノズルを使用した．地盤の切削に用いられるジェットを噴出するノズルは，主に直管型ノズルとモニタ型ノズルに分類され，それぞれウォータージェットの特徴が異なる．今回はモニタ型ノズルを使用した．測定中のノズルの写真とノズル概略図を Fig. 2.37 に示す．

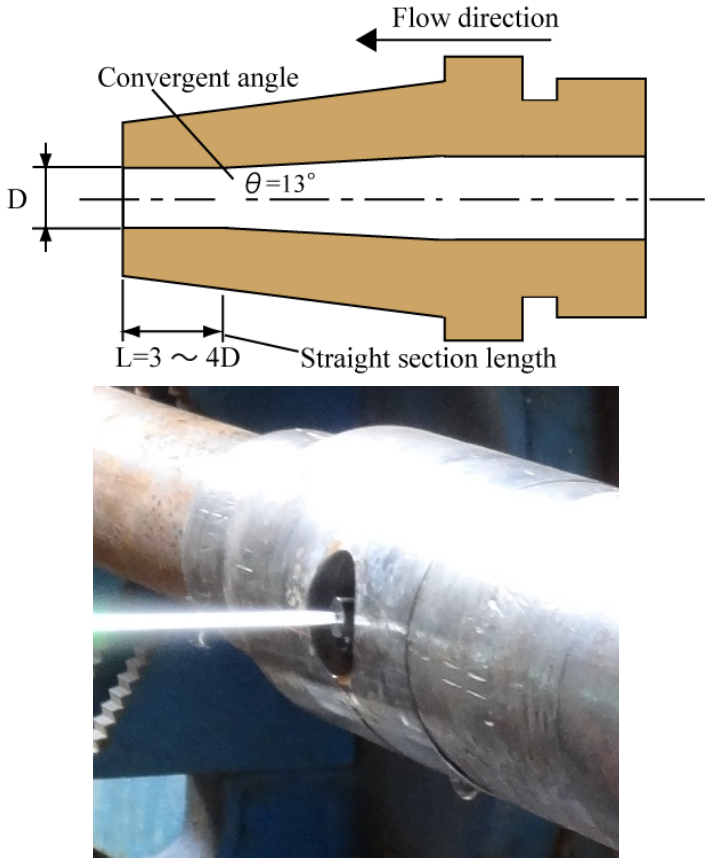


Fig. 2.37 Schematic drawing and photograph of Monitor type nozzle

2.1.5.2　レーザーシュリーレン法概要

本研究で用いたレーザーシュリーレン法の概要について述べる．測定で使用したシュリーレン装置の構成を図に示す（Fig. 2.38）.

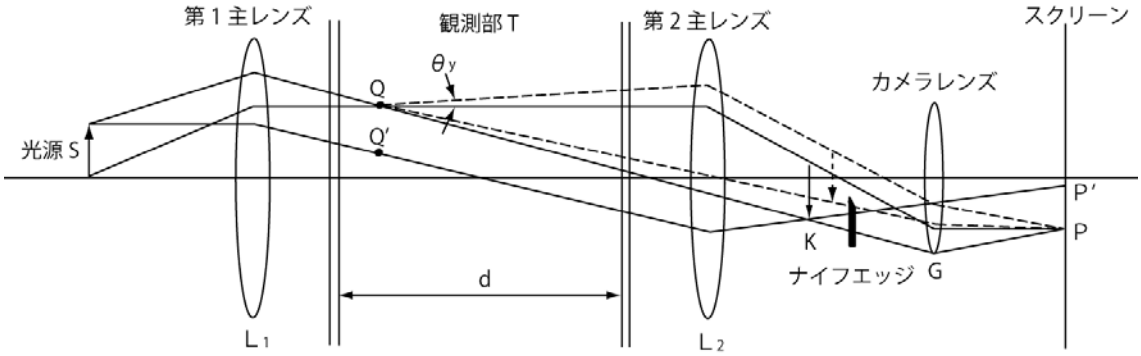


Fig. 2.38 Component of schlieren optical system

YAGレーザーより発振した光を対物レンズによって集光しピンホールを通過させて不要な干渉縞を取り除いた状態を光源Sとする．光源Ｓは第一主レンズL_1の焦点に設置し，第一主レンズL_1と第二種レンズL_2の間にある観測部Tでは平行光線が通過する．第２主レンズL_2の焦点Kに光源Sの像が結ばれる．さらにカメラレンズGは観測部Tの中にある点Qをスクリーン上の点Pに結ぶ．もし観測部において密度（または屈折率）が光軸に対して垂直な方向に変化しなければ，実線で占めるようにQを通る光線もQ'を通る光線も焦点K上で完全に一致して，光源の明瞭な像を結ぶ．ところが，観測部の中でQの所だけがとかの点などと密度勾配がことなると，Qを通過する光線は点線のように屈折し，Q'等を通る光線が結ぶ像と外れて像を結ぶことになる．そのずれ幅は第 2 主レンズの焦点距離F_2とQを通る光線が観測部でy方向に屈折する角度θ_yを用いて$F_2\theta_y$と表すことができる．第 2 主レンズとカメラレンズの間にはナイフエッジとなるピンホールをKに設置する．レーザー光はコヒーレント光であり，不要な干渉縞が発生する場

合があるため，全方向からカットオフできるピンホールを使用した．観測部に光学的な乱れ（局部的な密度勾配）がないときに光の一部を遮るように光源の像の中間にピンホールを調整するとスクリーン上の明るさは全面が一様に暗くなる．ここでもしQに光学的乱れが生じ，そこを通る光線が点線で占めるように屈折するとスクリーン上のQの像Pの明るさは，ピンホールによって遮蔽されるので光量が減少し他の点より暗くなる． 仮にピンホールではなくナイフエッジであった場合，ナイフエッジの上部を通過してくる光量が増す分だけ明るくなり，その光度*I*の変化量は光源の像の高さa’を用いて次式のように書ける．

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{F_2 \theta_y}{a'} \tag{2.1.25}$$

これよりシュリーレン法の感度を上げるには主レンズの焦点距離F_2を大きくし，光源の像を小さくし，屈折角を大きくするために観測部の幅*d*を大きくすれば良いことがわかる．ピンホールと光量の関係を示した図からわかるように光軸に垂直な流れに対してはピンホールに平行な方向の光源の像の動きは光度に影響がなく直角な方向の動きのみが上式で示す光度の変化を与える．なお，実際の測定では，直接レーザー光をカメラで測定するには光度が高すぎるため，カメラレンズを通過後にNDフィルターによって光を減衰させた上でカメラの受光部に集光させる．撮影された画像データに平均化等の処理を加え，透過率とする．

2.1.5.3　レーザーシュリーレン法による測定

まずレーザーシュリーレン法を用いた測定の流れを述べる．動作流体である水は貯水タンクからポンプと流量調節計を経てプランジャーポンプにより圧送され任意の圧力に調整された後，水平に配置されたノズルから噴射されウォータージェットを形成する．ジェットはジェット用タンクに向けて噴出され，フ

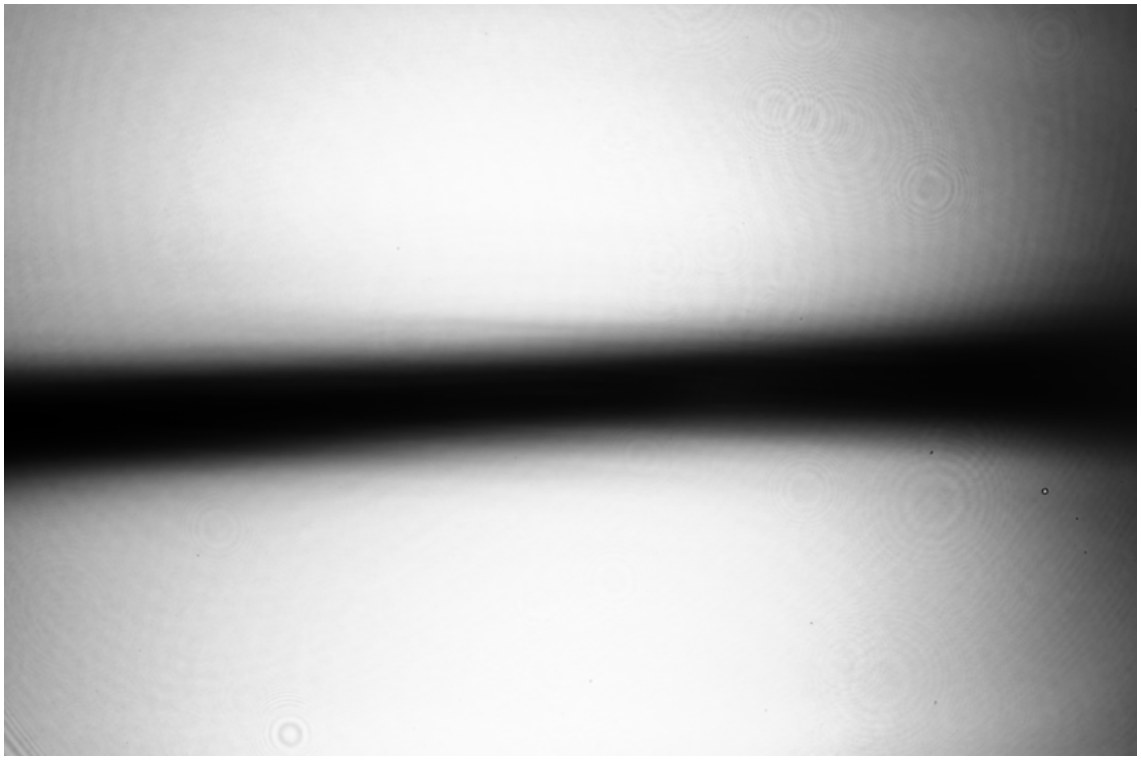
ィルターによって不純物を取り除いた上で貯水タンクに戻る．ジェット流量はポンプの吐出圧によって決定され，吐出圧P_{inj}＝0，2，5，10，20MPaに対しそれぞれ順に 3，10，15，20，27ℓ/minである．ノズル直後からの測定距離は今回の実験装置でノズルに最近傍である 67mmから，150，300，450，600，750，1000mm の 7 地点で行う．さらにここでは整流器を使用しなかった場合と，通常使用している整流器を用いた場合の二通りのノズル条件を用いる．

次に具体的な操作手順について述べる．光源には単色性・指向性に優れたレーザーを光源として使用し，その仕様は連続発振の半導体励起 Nd:YAG レーザー（Crystalaser 社，波長 532nm，出力 30mW）とする．スクリーンにはデジタル一眼カメラ（Nikon 社）を使用している．レーザーとカメラを含むシュリーレン光学系装置は光軸を一致させる手間を少なくするため，レールの上に設置した上でジェット進行方向と垂直に配置する．水平に発振されたレーザー光は対物レンズで集光され，対物レンズの焦点距離に設置されたピンホールを通過する際に屈折や乱反射によって焦点に集光しない光を遮蔽する．なお測定の際，レールを含む光学系装置は H 鋼の上に設置，固定し，測定高さはジェット噴出装置を油圧ジャッキによって高さ方向に移動させることで調節する．本研究ではシャッタースピードを 8000 分の 1 秒，一条件の下で画像を 100 枚撮影する．撮影画像サイズは 2848×4288pixel（18.99×28.59mm），保存形式を TIFF としている．これらの撮影におけるカメラ操作は全てカメラと接続された PC 上で行い，専用ソフト Camera Control Pro 2 を使用する．また測定条件を変更する都度，測定前にジェットを噴射しない状態で背景のみを撮影し，背景画像を撮影している．さらにジェットを撮影することで得られた撮影画像を背景画像で除することでジェットによるレーザー光への影響を算出し透過率画像を得る．画像処理の一例として，整流器を持たない通常のノズルで，吐出圧 5MPa，ノズル出口か

らの距離が 150mm の条件で取得した撮影画像について（a）1 枚，（b）100 枚平均，（c）背景画像のみ，（d）透過率画像を示す（Fig. 2.39）．撮影画像の処理には画像解析ソフト Image J を使用した．

Fig. 2.39 において画像中央部の黒い帯状の部分がウォータージェットのコア部を透過したレーザー光の画像である．レーザー光はウォータジェットによって吸収或いは散乱されるため強度が小さくなり、画像では強度に応じて灰色から黒色を呈するようになる．この画像の背景のウォータージェットのが存在しない白い部分の輝度とウォータージェットのコア部の画像の輝度の比からレーザー光の透過率（I/I_0）を求める事ができる．こうして求めた透過率はレーザー光の光路上のウォータージェットの液体の体積率に比例すると考えられる．

(a)



(b)

(c)

(d)

Fig. 2.39 Measured data (5MPa, 150mm)

2.2　ノズル内部の数値計算

ここでは ANSYS FLUENT によって, 高速ウォータージェット噴出装置であるモニタ型ノズル内部の数値計算を行う．計算に際して Realizable k-ϵモデルを使用し，流路の入口と出口では高い精度で流路全体の質量保存側が成り立っている．また，ノズル内部に整流器が有る場合とない場合の二通りの条件を考慮し，それによるノズル出口での流体特性の違いを見る．

2.2.1　ノズルの形状

本研究で数値計算に用いたノズルの種類は 2 種類で，それぞれ JET-A，JET-B とする．JET-A は整流機構を持たない，いわゆる普通のモニタ型ノズルである．垂直に伸びた円管から，水平方向に収縮部分を持つ円管型のノズル（テーパー型ノズル）が突出している．一方の JET-B は JET-A とほぼ同様の形状であるが，ノズル内部に整流器を挿入している．JET-A，JET-B の流路の形状と寸法をそれぞれ Fig. 2.40，Fig. 2.41, Table 2.1 に示す．ただし JET-A と JET-B の流路形状の違いは外部からは確認することができない．そこで JET-B については，外形は JET-A と同様であるのでノズル内部の整流器の形状について示している．

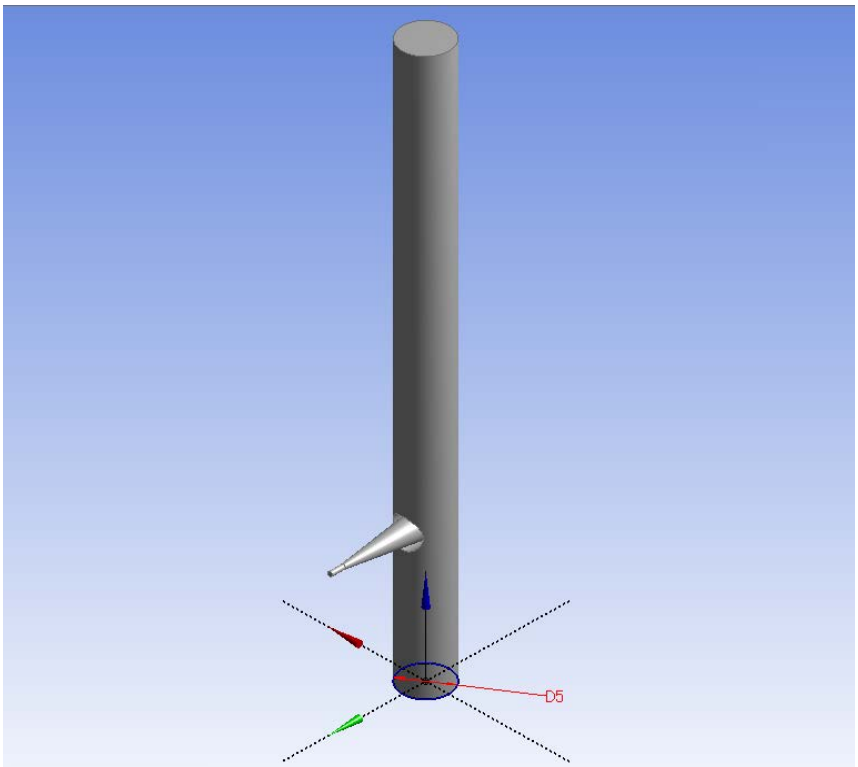


Fig. 2.40 Pictures of flow channel

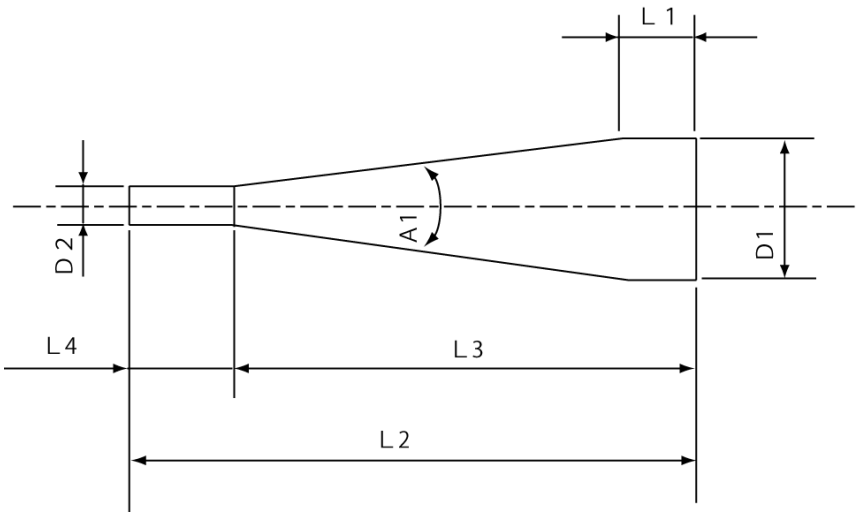


Fig. 2.41 Measurements of nozzle

Table 2.1 Measurements of JET

A1	13°
D1	8mm
D2	1.7mm
D5	16mm
L1	4mm
L2	33.33mm
L3	28.78mm
L4	4.55mm

2.2.2 乱流モデル

ANSYS FLUENT にはいくつかの乱流モデルが搭載されているが，本研究では全ての数値計算において Realizable k-ϵモデルを採用している．Realizable k-ϵモデルと標準k-ϵの違いは，乱流粘性係数に対する新しい式が含まれている事，また，散逸率ϵに対する輸送方程式が，渦度変動の二乗平均に対する厳密な輸送方程式から導かれているというところである．その輸送方程式は次式の様に表される．

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_j)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+G_k+G_b-\rho\epsilon-Y_M+S_k$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\epsilon)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\epsilon u_j)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}\right)\frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}\right]+\rho C_1 S_\epsilon-\rho C_2\frac{\epsilon^2}{k+\sqrt{\nu\epsilon}}+C_{1\epsilon}\frac{\epsilon}{k}C_{3\epsilon}G_b+S_\epsilon \tag{2.2.1}$$

ここで

$$C_1=\max\left[0.43,\frac{\eta}{\eta+5}\right],\ \eta=S\frac{k}{\epsilon},\qquad S=\sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \tag{2.2.2}$$

上記式において，G_kは平均速度勾配による乱流運動エネルギーの生成，G_bは浮力による乱流運動エネルギーの生成を，Y_Mは圧縮性乱流における膨張変動の散逸率への寄与を，C_2と$C_{1\epsilon}$はモデル定数，σ_kとσ_ϵは，それぞれkとϵに対する乱流プラントル数である．S_kとS_ϵはユーザー定義のソース項で，本研究においては 0 である．また重力や温度勾配を考慮しておらず，流体である水は非圧縮であると考えているので，G_bやY_Mも 0 である．G_kは厳密な k の輸送方程式より以下のように計算される．

$$G_k = -\rho\overline{u_i' u_j'}\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \tag{2.2.3}$$

これをブシネスクの仮説により書き換えると以下の様になる．

$$G_k = \mu_t S^2 \tag{2.2.4}$$

他のk-ϵモデルと同様，渦粘性係数は次式から計算される．

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \tag{2.2.5}$$

Realizable k-ϵモデルにおいて乱流粘性係数C_μは以下のように表される．

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_S\frac{kV^*}{\epsilon}}$$

$$V^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \widetilde{\Omega_{ij}}\widetilde{\Omega_{ij}}}$$

$$\widetilde{\Omega_{ij}} = \Omega_{ij} - 2\epsilon_{ijk}\omega_k$$

$$\Omega_{ij} = \overline{\Omega_{ij}} - \epsilon_{ijk}\omega_k \tag{2.2.6}$$

$\overline{\Omega_{ij}}$は角速度ω_kで回転する回転座標系から見た平均回転速度テンソルである．また，指定しない限り FLUENT では$-2\epsilon_{ijk}\omega_k$という項が$\widetilde{\Omega_{ij}}$の計算に入る事は無い．モデル定数は以下の様に与えられる．

$$A_0 = 4.04, A_S = \sqrt{6}cos\phi \tag{2.2.7}$$

ここで,

$$\phi = \frac{1}{3}cos^{-1}(\sqrt{6}W), \quad W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3}, \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}) \tag{2.2.8}$$

である.

2.2.3　境界条件

・入口境界条件

入口では質量流速を与え，出口での質量流量が等しくなるように境界条件を与えた．k-ϵモデルにおける入口での乱流強度は次式を用いておおよその値を推測している.

$$\mathrm{I} \equiv \frac{u'}{u_{avg}} = 0.16(Re_{D_H})^{-\frac{1}{8}} \tag{2.2.9}$$

Fluent では I の値と，水力直径（ここではノズル径 D）を用いて，乱流エネルギーと散逸率が以下のように求められる.

$$\mathrm{k} = \frac{3}{2}(u_{avg}I)^2$$

$$\varepsilon = C_\mu^{\frac{3}{4}}\frac{k^{\frac{3}{2}}}{l} \tag{2.2.10}$$

ここで，$C_\mu = 0.09$，$\mathrm{l} = 0.07\mathrm{D}$である.

・出口境界条件

出口境界については outflow 境界条件を用いた．流路全体の質量保存側は高い精度で満たされている.

2.2.4　壁面境界条件と壁近傍の取り扱い

ANSYS FLUENT にはいくつかの壁面近傍の取り扱い方法が搭載されているが，本研究ではその中から，標準壁関数と改良型壁処理を選択して使用している．改良型壁処理とは低レイノルズモデルの一種のことであり，2 層ゾーンモデルと，いわゆる一般化壁関数とを合体したものである．2 層ゾーンモデルでは，次式で定義される乱流レイノルズ数の大きさによって流れの領域を大きく二つに分ける．

$$\mathrm{Re}_y \equiv \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \tag{2.2.11}$$

ここでのyはセルの中心で計算された壁からの垂直距離である. ANSYS FLUENT ではyは最も近い壁までの距離と解釈される．まず完全に発達した乱流コアの領域（Re_y>200）ではRealizable $\mathbf{k}-\epsilon$モデルがそのまま使用される．そして粘性の影響が粘性の影響が無視できない壁近傍（Re_y<200）では，Wolfsteinの 1 方程式モデルを用いる．この 1 方程式モデルでは，運動方程式とk方程式は従来のものを変わらず用いるが，乱流粘性係数は次式で計算される．

$$\mu_{t,2layer} = \rho C_\mu l_\mu \sqrt{k} \tag{2.2.12}$$

上式に現れる長さスケールは，以下から計算される．

$$l_\mu = y C_l^* \left(1 - e^{-\frac{Re_y}{A_\mu}}\right) \tag{2.2.13}$$

この乱流コアの領域と粘性の影響が無視できない壁近傍という 2 つの層を，以下の様に滑らかにつなぐ．

$$\mu_{t,enh} = \lambda_\epsilon \mu_t + (1-\lambda_\epsilon)\mu_{t,2layer}$$

$$\lambda_\epsilon = \frac{1}{2}[1 + \tanh(\frac{Re_y - Re_y^*}{A})] \tag{2.2.14}$$

A は内挿関数の幅を決定するもので，次式で計算される．

$$\mathrm{A} = \frac{|\Delta Re_y|}{artanh(0.98)} \tag{2.2.15}$$

ϵについては粘性の影響が無視できない領域において次式で計算される．

$$\epsilon = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l_\epsilon} \tag{2.2.16}$$

上式中の長さスケールは，Chen と Patel に従って以下のとおり計算される．

$$\mathrm{l}_\epsilon = yC_l^*(1 - e_y^{-\frac{Re}{A_\epsilon}}) \tag{2.2.17}$$

ϵもμ_tと同様の手順で，乱流コアの領域との間が内挿される．その他定数は次式の通り．

$$\mathrm{C}_l^* = \kappa C_\mu^{-\frac{3}{4}}, \mathrm{A}_\mu = 70, A_\epsilon = 2C_l^* \tag{2.2.18}$$

ここで，κはカルマン定数．一般化壁関数の概念は，粘性底層，遷移領域，乱流コア領域全ての領域に適用可能な共通の壁関数を作ろうというものである．ANSYS FLUENT では Kader が提唱した関数を用いて，層流域と乱流域の速度分布を以下のように内挿する事によって実現している．

$$\mathrm{u}^+ = e^\Gamma u_{lam}^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} u_{turb}^+$$

$$\Gamma = -\frac{a(y^+)^4}{1 + by^+} \tag{2.2.19}$$

$a = 0.01$および b=5 である．速度微分に関しても以下のように表される．

$$\frac{du^+}{dy^+} = e^\Gamma \frac{du_{lam}^+}{dy^+} + e^{\frac{1}{\Gamma}} \frac{du_{turb}^+}{dy^+} \tag{2.2.20}$$

乱流エネルギーの壁面境界条件は$\mathrm{k} - \epsilon$モデルによく用いられているような以下

の条件が適用されている．

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 \tag{2.2.21}$$

標準壁関数は Launder と Spalding の研究によるもので, 産業用流れに対して広く使用されている．これにより壁面近傍の速度は次式の様に計算される．

$$U^* = \frac{1}{\kappa}\ln(Ey^*) \tag{2.2.22}$$

ここで,

$$U^* \equiv \frac{U_P C_\mu^{\frac{1}{4}} k_P^{\frac{1}{2}}}{\tau_w/\rho} \tag{2.2.23}$$

は無次元速度であり,

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{\frac{1}{4}} k_P^{\frac{1}{2}} y_P}{\mu} \tag{2.2.24}$$

は壁からの無次元距離である．Eは経験則による定数で，E=9.793 である．添え字のPは壁面から第一点目であることを表す．ANSYS FLUENT では，y^*>11.225 の場合にこの対数則を採用する．y^*<11.225 の場合，ANSYS FLUENTは層流に対する応力—ひずみ関係式を採用するが，これは以下の様に表される．

$$U^* = y^* \tag{2.2.25}$$

2.2.5　その他の計算条件

以下に JET-A，JET-B それぞれの計算条件を記した表を示す（Table 2.2）.

Table 2.2

ノズルの種類	JET-A	JET-B
セル数	181804	845950
最小セル体積(m^3)	1.231×10^{-13}	1.071×10^{-13}
最大セル体積(m^3)	1.957×10^{-9}	1.785×10^{-9}
最小フェース面積(m^2)	2.184×10^{-9}	2.086×10^{-9}
最大フェース面積(m^2)	3.158×10^{-6}	3.096×10^{-6}
最大セルスキッシュ	9.501×10^{-1}	9.138×10^{-1}
最大セル歪度	8.988×10^{-1}	8.933×10^{-1}
最大アスペクト比	1.111×10^{2}	7.379×10
乱流強度（%）	4.38	
水力直径（mm）	16	
壁面近傍条件	標準壁関数	
出口境界条件	outflow	
計算アルゴリズム	SIMPLEC	
ひずみによる補正係数	0	
$C_{1\varepsilon}$	1.44	
C_2	1.9	
σ_k	1	
σ_ε	1.2	
勾配の評価方法	最小二乗セルベース法	
空間離散化手法（圧力）	PRESTO!	
空間離散化手法（その他）	三次精度 MUSCL スキーム	
不足緩和係数（圧力）	0.3	
不足緩和係数（密度）	1	
不足緩和係数（体積力）	1	
不足緩和係数（運動量）	0.7	

続いて，入口条件で使用した質量流量を示す（Table 2.3）．これはレーザーシュリーレン実験で使用したプランジャーポンプの圧力計と流量計の値に等しい．

Table 2.3

吐出圧 [MPa]	0	2.0	5.0	10.0	20.0
質量流量 [kg/sec]	4.991×10^{-2}	1.664×10^{-1}	2.496×10^{-1}	3.327×10^{-1}	4.492×10^{-1}

2.2.6 データ解析方法

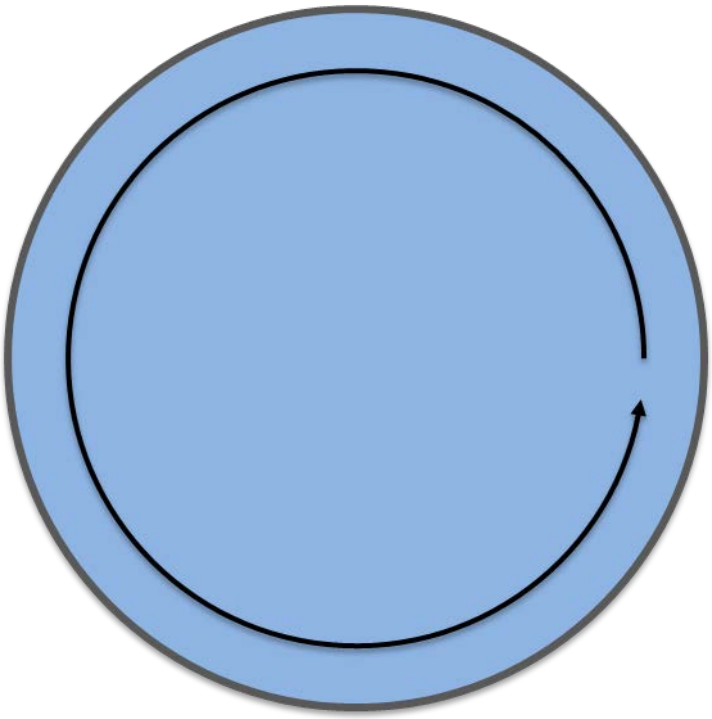


Fig. 2.42 Schematic of positions where velocity averaged

Realizable $k-\epsilon$モデルによる計算後は，周方向に沿って平均化された軸方向速度，乱流エネルギー，散逸率をそれぞれ r と共にプロットした．

2.3　ジェットの数値計算

ここでは均質流モデルを用いて，モニタ型ノズルから高速ウォータージェットが噴出装置され，ジェットが拡散していく挙動の数値計算を行う．ノズル出口での速度分布，乱流分布を与えて，任意の距離におけるジェットの密度分布や速度分布，ジェット幅等の流体特性を抽出する．また，前節と同様にノズル内部に整流器が有る場合とない場合の二通りの条件を考慮し，それによるノズル出口での流体特性の違いを見る．

2.3.1　ジェットのモデル化

本研究で想定している圧力，流量等の条件下では，高速ウォータージェットの流動様式はノズル出口直後では連続流であるが，移動距離が大きくなるにつれ流動様式が変化し，噴霧流となる事が知られている．その詳細は，液滴の拡散によってジェット径を拡大しながら周辺の静止空気をジェット中に取り込み，それを加速するといった，液滴流の挙動を示す（Fig. 2.43）．この図に示すようにモニタ型の高速ウォータージェットはその流体力学的特徴から見れば，軸対象の気液二相流（液滴流）とみなすことが出来る．

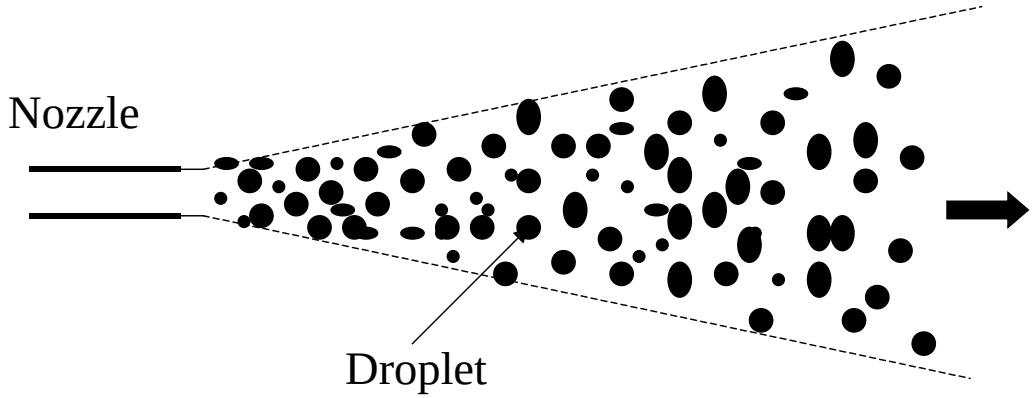


Fig. 2.43 Concept of water jet droplet flow

二相流のモデリングには大きく分けて，二相流を一つの混合物として取り扱う混合物モデルと各層を別個に取り扱う二流体モデルがある．ここではジェットの液滴と空気が均質に混ざっているものと仮定し，二相流を一つの混合物とみなして混合物モデルを使用する．さらにジェットが定常になっている場合には液相と気相の平均速度が等しいとみなし，均質流モデルを用いる．このモデルに基づいた３次元ジェットの基礎方程式は次式のように与えられる．

（質量保存の式）

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho_m u_z)+\frac{\partial}{\partial x}(\rho_m u_x)+\frac{\partial}{\partial y}(\rho_m u_y)=0 \qquad (2.3.1)$$

z は流れ方向の座標，x と y は流れと直角方向の座標である．ρ_mはジェットの平均密度であり，u はジェットの速度であり添え字 z は流れ方向の成分を，添え字 x と y は流れと直角方向の成分をそれぞれ表す．

（運動量保存式）

$$\rho_m u_z\frac{\partial}{\partial z}(u_z)+\rho_m u_x\frac{\partial}{\partial z}(u_z)+\rho_m u_y\frac{\partial}{\partial z}(u_z)=\epsilon_m\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2}+\epsilon_m\frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \qquad (2.3.2)$$

ここでϵ_mは乱流運動量拡散係数である．

（乱流エネルギーの保存式）

$$\rho_m u_z\frac{\partial}{\partial z}(k)+\rho_m u_x\frac{\partial}{\partial z}(k)+\rho_m u_y\frac{\partial}{\partial z}(k)=D_k\frac{\partial^2 k}{\partial x^2}+D_k\frac{\partial^2 k}{\partial y^2}$$

$$+\beta\epsilon_m\left(\frac{\partial u_z}{\partial x}\right)^2+\beta\epsilon_m\left(\frac{\partial u_z}{\partial y}\right)^2-\gamma\rho_m\frac{k^{3/2}}{l_d} \qquad (2.3.3)$$

k は乱流運動エネルギーであり，次式で与えられる．

$$k=\frac{1}{2}\left(u_x'^2+u_y'^2+u_z'^2\right) \qquad (2.3.4)$$

ここで$u_x'^2$，$u_y'^2$，$u_z'^2$は速度のx，y，z方向の揺らぎ成分である．またD_kは乱流エネルギーの拡散項である．右辺第二項は乱流の生成項，右辺第三項は乱流

の消散項であり，l_dは乱流の消散に関わる長さのスケールであり，ジェット径或いは液滴径に相当する長さである．□，□は係数である．

（2.3.1）式から（2.3.3）式をノズル出口の速度分布，乱流分布を境界条件として与えて解くことによってウォータージェットの流動特性や衝撃圧に及ぼす，ノズル出口の流動条件の影響を評価し，総合的にウォータージェットの流動特性，切削特性を評価することが可能となる．これらを解くにあたっては，ジェットの拡散モデルを用いる．ジェットは実験の観察結果からもわかるように流れ方向に進むにつれてその径を拡大していく．すなわち，ジェット中の液滴は流動方向と直角方向に拡散していく．この液滴流束は（2.3.1）式の左辺第 2 項の$\rho_m u_x$，$\rho_m u_y$の項に相当する．通常の拡散モデルを用いてこの項が，流れと直角方向の液滴の濃度勾配に比例するとする．

$$\rho_m u_x = -D_p \frac{\partial \rho_m}{\partial x} \qquad (2.3.5)$$

$$\rho_m u_y = -D_p \frac{\partial \rho_m}{\partial y} \qquad (2.3.6)$$

ここで Dp はジェットの拡散係数であり，高速ウォータージェットにおいては乱流による拡散が主であるとすると次のようにモデル化される．

$$D_p = l_p v' \qquad (2.3.7)$$

ここでl_pは液滴の拡散に関わる長さのスケール（混合距離），v’は乱流速度である．さらに等方乱流を仮定すると乱流エネルギーkと次式で結びつけられる．

$$v' = \sqrt{\frac{2}{3}k} \qquad (2.3.8)$$

また (2.3.2) 式の乱流運動拡散係数ϵ_mも乱流速度を用いて次式で与えられる．

$$\epsilon_m = l_T v' \qquad (2.3.9)$$

ここでl_Tは運動量拡散に関する長さのスケール(混合距離)であり，これもジェット径或いは液滴径と関連づけられる．

以上のモデルを用いると，乱流速度がジェットの拡散，運動量輸送に大きく影響することとなり，ノズル出口での乱流分布によってジェットの流動構造や特性に及ぼす影響を評価できる．

2.3.2　計算条件

均質流モデルによる数値計算の初期条件は，2.3.1 節で示したノズル内部の計算で得られた結果を用いる．抽出するデータは，ノズル出口での速度分布，乱流エネルギー分布，密度分布である．

参考文献

[1] 柴崎光弘，交差型ウォータージェットの流動特性とその地盤改良への応用に関する研究,，大阪大学博士論文，(2005).

[2] Shibazaki, M., Yoshida, H., Yoshida, K., Horii, K. and Kataoka, I., ’Analyses Hydrodynamic Structure of Cross Water Jet and Its Performance of Soil Improvement,’ Electronic Proc. of Fluid Engineering of ASME，(2005).

[3] 八尋暉夫，吉田宏，西謙治,ウォータージェットを利用した地下工法, 鹿島出版会，(1996).

[4] 八尋暉夫編著，ウォータージェット工法 ，鹿島出版会， (1996)

[5] Yahiro, T., Yoshida, H. and Nishi, K., ’On the Characteristic of High Speed Water Jet in the Liquid and its Utilization on Induction Grouting Method,’Ⅱ, Int.symp.on Jet cutting Technology, Cambridge, (1974).

[6] Mazurkiewicz, M., Olko, P. and Jordan, R.,’ Abrasive Particle distribution in a high pressure hydro-abrasive jet,’ International Water Jet symposium, (Beijing, China：September9～11, 1987).

[7] Shibazaki, M., Yoshida, H., Tsuji, M., Tomita, Y. and Horii, K., ’A New Soil Improvement Using a Dual Colliding Water Jet,’ ASME Proc. of San Diego Meeting, (1996).

[8] Shibazaki, M., Yoshida, H., Tsuji, M., Tomita, Y., Kataoka, I., Kim, T.J. and Horii, K., ’High Performance，Dual Colliding Water Jet on Groud improvement，’Proc. of 8th American Water Jet Conference, (1995).

[9] Shibazaki, M., Tsuji, M.，Kataoka, I.，Tomita, Y., Kim, T.J., White, F.M. and Horii, K., ’Experimental Investigation of Upper Stream Effect on Water Jet Structure,’ Electronic Proc. of Int’l Conference, (1994).

[10] Ishii, M., ‘Thermo-fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow,’ Eyrolles, Paris, (1975).

[11] Delhaye, J.M., et al.,’Thermohydraulics of Two-Phase System for Industrial Design and Nuclear Engineering,’ Hemisphere, (1981).

[12] Ishii, M. and Chawla, T.C., ‘Local drag law in dispersed two-phase flow,’ Argonne National Laboratory Report, ANL 79-105, (1979).

[13] Sawamura, T., Fukunishi, Y. and Kobayashi, R., ’Velocity Measurement of Abrasive Waterjet by a Combination of PIV and PTV,‘ Journal of the Japan Society of Mechanical Engineering 2000 Vol.B, No.641, (2000).

[13] Murai,Y., Tasaka,Y., Takeda,Y. and Ishikawa, M., ’Visualization of Slug Flows Using Visible Backlight CT,’ Jounal of Visualization. Vol.27, pp.17-22, (2007).

[14] 橋本雄幸, 篠原広行, C 言語による画像再構成の基礎 , 医療科学社, (2006).

[15] 篠原広行, 坂口和也, 橋本雄幸, Excel による画像再構成入門, 医療科学社, (2007).

[16] Iizuka, M., Morooka, S., Kimura, H. and Kagawa,T., ’Measurement of Distribution of Local Void Fraction in Two-Phase Flow by X-Ray Computed Tomography, ’ J. Nucl. Sci. Technol. 1983 Vol.26, No.5, pp.63-71, (2008).

[17] Araki,M., Sone,Y., Kojima,T., Taguchi,H., Shiga,S. and Obokata,T., ‘Tomogram Visualization of Supersonic Jet Noise Using an Optical CT Method, ’Journal of Japan Society of Mechanical Engineering 2008 Vol.74, No.738, pp.123-130, (2008).

[18] 朝倉邦造，混相流ハンドブック，朝倉書店，（2004）.

[19] 原島謙一，岩渕牧男，奥井健一，島田邦雄：アブレシブウォータージェット用ノズル内の高速混相流の特性，日本機械学会論文集(B 編)，634 号，

pp.56-62，(1999).

[20] 鬼頭みずき，オリフィス自由、及び衝突噴流の流動・伝熱解析と制御，三重大学博士論文，（2008）.

第 3 章　高速ウォータージェットの流動構造の解明

3.1　　高速ウォータージェットの流動構造

本実験で得られた撮影画像から観察し，流動構造の解明を行った．Fig. 3.1 にノズル径 D=2.85mm のノズルのノズル出口から 0D～300D の距離, 圧力は 1, 5, 30MPa の画像を示す．光源は Nd:YAG レーザーを用いた．流れ方向はすべて下向きで，解像度は 39μm/pixel である．地盤改良用のウォータージェットは流速が大きく，また広い範囲の切削を行う．その切削性能はノズルの構造や形状によって大きな影響を受ける．従って地盤改良用のウォータージェットの高性能化を図るためには，ウォータージェットの挙動をより高い時間解像度で撮影し，ノズル出口からの各位置での速度，ジェット幅等について正確に測定することが必要となる．

ストロボスコープ等を用いた高速ウォータージェットの画像撮影に基づく流動挙動の解析や画像解析による速度の測定はこれまでも多くの研究が行われてきており，多くの有用な知見が得られている．本研究では，地盤改良用のウォータージェットの高性能化を図る目的のため，従来の方法を改良してより時間解像度の高い撮影を試み、それに基づいて速度の測定の高精度を図った．

高速ウォータージェットは従来の研究より，実験的見地から液滴流になっていることは確認されていた．この画像より，ノズル出口直後では連続流であるが，100D 以降では完全に液滴流になっていることがわかる．また，圧力の違いによって流動構造も異なる．1MPa では比較的大きい液滴がかなり離散しているが，5MPa では液滴が小さくなり，30MPa ではさらに小さくなっている．これは圧力が上がるほど，内部のせん断力が上昇し，液滴が小さくせん断されるから

である．また，1MPa と 5MPa の画像よりジェットは渦を巻きながら進んでいることがわかる．

0D～100D の間で連続流から液滴流に遷移していることがわかるが，遷移の様子を確認する為に，Fig. 3.1 より拡大して撮影し，0D から 100D まで 20D 刻みで撮影した画像を Fig. 3.1～Fig. 3.4 に示す．ノズル径 D=4.6mm，空間解像度は 30.2μm/pixel，圧力はそれぞれ 1MPa，5MPa，30MPa である．Fig. 3.1 より 1MPa では 20D 付近から徐々にジェットの表面が乱れ始め，40D では表面がかなり崩れている．60D，80D ではジェットが離散的になり始める．5MPa では徐々に表面が乱れているが，60D 程度までは表面波の形状は保たれている．80D でほぼ崩れていき表面波が液滴へと遷移する．30MPa では液滴が微少であるのでジェットの表面波はすぐに微細な液滴に覆われる．徐々にジェットの中心の密度が薄くなり，ジェットの中心も液滴流に遷移していくことがわかる．これらより，ジェットは高圧になればなるほど液滴は小さくなり，表面波は低圧になるほどすぐに崩れていくことがわかる．Fig. 3.5 は 2.1.1.2 節に述べたバックライトによって撮影した画像の一つである．ノズル径 D=4.6mm, 空間解像度は 10.7μm/pixel, 圧力は加圧せずポンプの動力でジェットを噴射させた．この画像より，ジェットの表面は渦が多数でき，やがてその渦が発達し，液滴が離脱する．この渦の発達により徐々にジェットが崩れていき，液滴流に遷移していくと考えられる．次にノズル直後の表面波の発達を圧力別に比較する．Fig. 3.6 は 0MPa と 1MPa のノズル径 D=2.5mm，解像度は 7.81μm/pixel である．Fig. 3.7 は 5MPa，20MPa の Fig. 3.6 と同条件である．すべての圧力において，ノズル出口直後では完全に表面波はなく，渦もない．高圧になるほど，表面波が発生するまでの距離が短く乱れも大きい．1MPa では完全に液滴が離脱している様子が確認できる．これらはノズル出口直後に空気中に放出されたジェットが周りの空気を巻き込み，

空気を加速させてジェットの表面にせん断力が働くからと考えられる．高圧になるほど高速になるので，ジェットの表面に乱れが生じる距離も短くなる．次に，表面波の成長について観察する．

Fig. 3.8～Fig. 3.15 はそれぞれ，ジェットの出口圧力が各々0，1，5，20MPa の 7～16mm，14～23mm，21～30mm，28～37mm，35～44mm，42～51mm，の連続した位置での画像と，75mm，150mm，300mm，400mm，450mm，550mm 付近の位置での画像である．解像度はすべて，8.789μm/pixel，ノズル径 D=2.5mm である．Fig. 3.8，Fig. 3.9 の 0MPa，即ちポンプの動力のみの場合にはノズル近傍付近からすぐに突起状が確認できる．これは 21～30mm 付近から液滴がわずかだがジェットから剥離している．またジェットの表面上にも液滴が確認できる．しかしその後，ジェットの表面は突起がなくなり表面波は確認できなくなる．75mm ではほとんど表面波はなく，小さな液滴がジェットの表面に確認できる程度である．300mm ではジェットの表面の液滴も消失していき，ジェットの形が変形していく．徐々に連続流から液滴流に遷移していく様子がはっきりと確認できる．400mm でジェットの形がかなり乱れ，450mm ではジェットが分離していき，550mm では完全に液滴になる．Fig. 3.10，Fig. 3.11 の 1MPa では流れの構造が 0MPa の時とは異なっている．0MPa では撮影範囲ではほとんど液滴が飛散していないが，1MPa ではノズル出口直後から液滴がかなり飛散している．7～16mm ではかなりの液滴が飛散しているが，14mm 以降では液滴の飛散量がかなり減っている．0MPa ではこの範囲ではジェットの表面がかなり乱れているが，1MPa では 0MPa と比較すると乱れが少ない．しかし，28mm あたりから徐々にジェットの表面形状が崩れていく．ジェットの周辺にはかなり液滴が飛散しているが，それに対してジェットの表面からは液滴の発生量が減少している．300mm あたりからジェットの形はかなり崩れ，液滴流に遷移していく．400mm

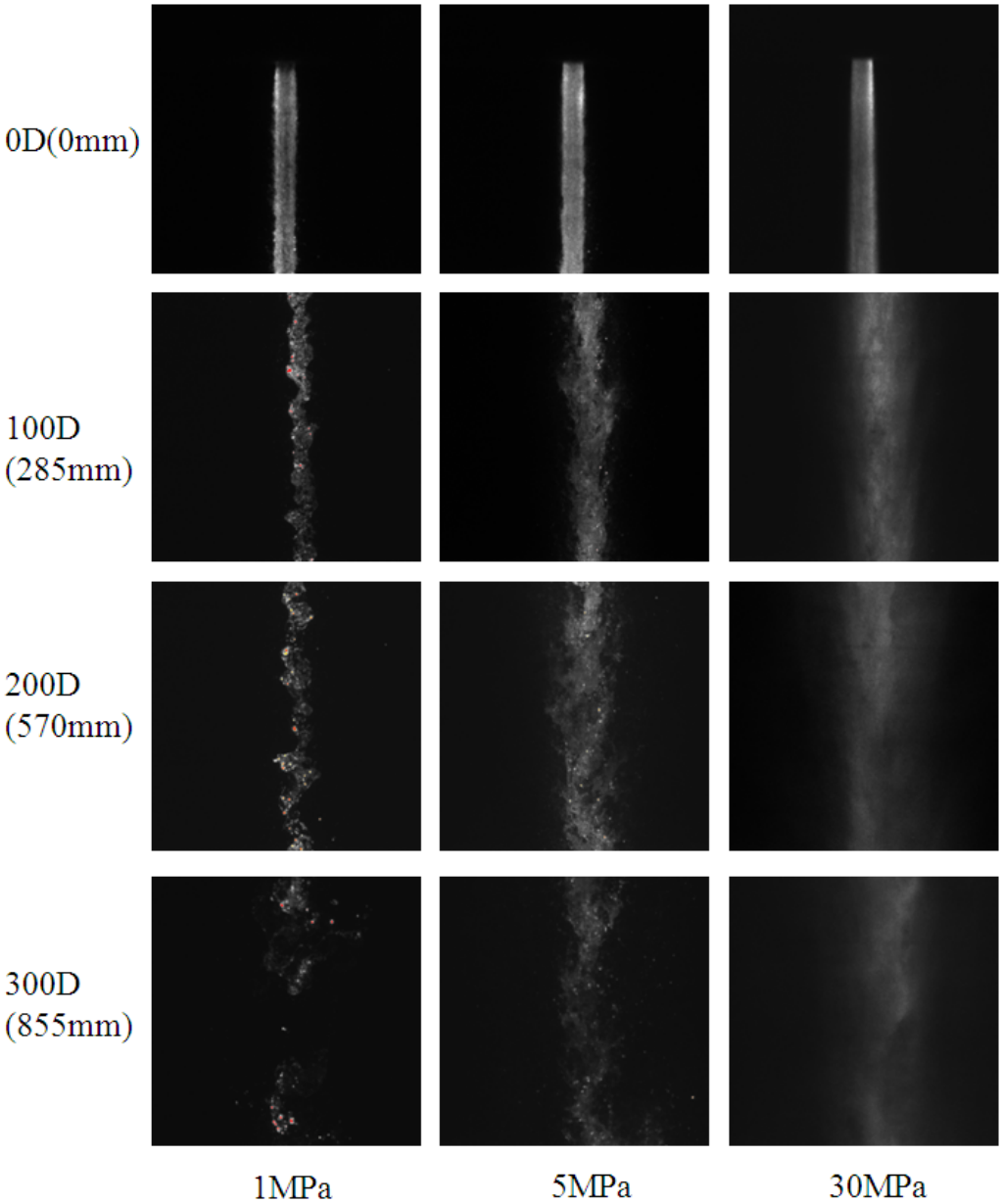
あたりでほぼ液滴流になる．0MPa と同様，ノズル出口直後ではジェットの表面はかなり乱れ，ジェットの表面に 9 突起状の液滴が多数存在しているが，徐々にその液滴はなくなり表面形状の乱れが少なくなり滑らかになる．さらに圧力が上がると，液滴径は小さくなっていく．

Fig. 3.12，Fig. 3.13 は 5MPa の場合の画像である．撮影条件は上記と同様である．1MPa と同様にすぐにジェットの表面から液滴が発生しているが，その液滴はかなり微細である．1MPa の場合と同様にノズル出口直後から徐々にジェットの表面からの液滴飛散量は減少していく．35mm あたりからジェットの形状が変化していき徐々に崩れていく．400mm あたりからジェットが液滴に遷移していく．このジェットの構造はほとんど 1MPa の時と違いはないと言える．次に，さらに高圧の時について観察する．

Fig. 3.14，Fig. 3.15 はジェットの圧力が 20MPa の場合の撮影結果である．他の撮影条件は上記とほぼ同様である．20MPa ではさらに流動構造が変化していることが見て取れる．ノズル出口直後からジェットの表面から液滴が大量発生している．しかし，低圧下ではそこから液滴が減少していったが，さらに液滴量が増えて，ジェット径も大きくなっている．ジェットの中心部分の周りには大量の微小の液滴で覆われる．ジェットの表面の形状の乱れも低圧化より遅く乱れる．300mm 周辺からかなりジェットの形状は変化していき，400mm，450mm から徐々に液滴流に遷移していく．これらの結果より，ジェットの構造の変化についてまとめると，圧力が負荷されていない状態では，ノズル出口は表面が滑らかで，すぐに表面が波立ち液滴が発生する．その後，表面上に多数の表面波が生じ，表面形状も乱れていく．しかし，界面波は次第に減少し，滑らかな表面になる．その後，ジェットが分離し，液滴流に遷移する．1MPa 以上の加圧下ではノズル出口直後は滑らかな表面をしているが，次第に界面波が生じ，表

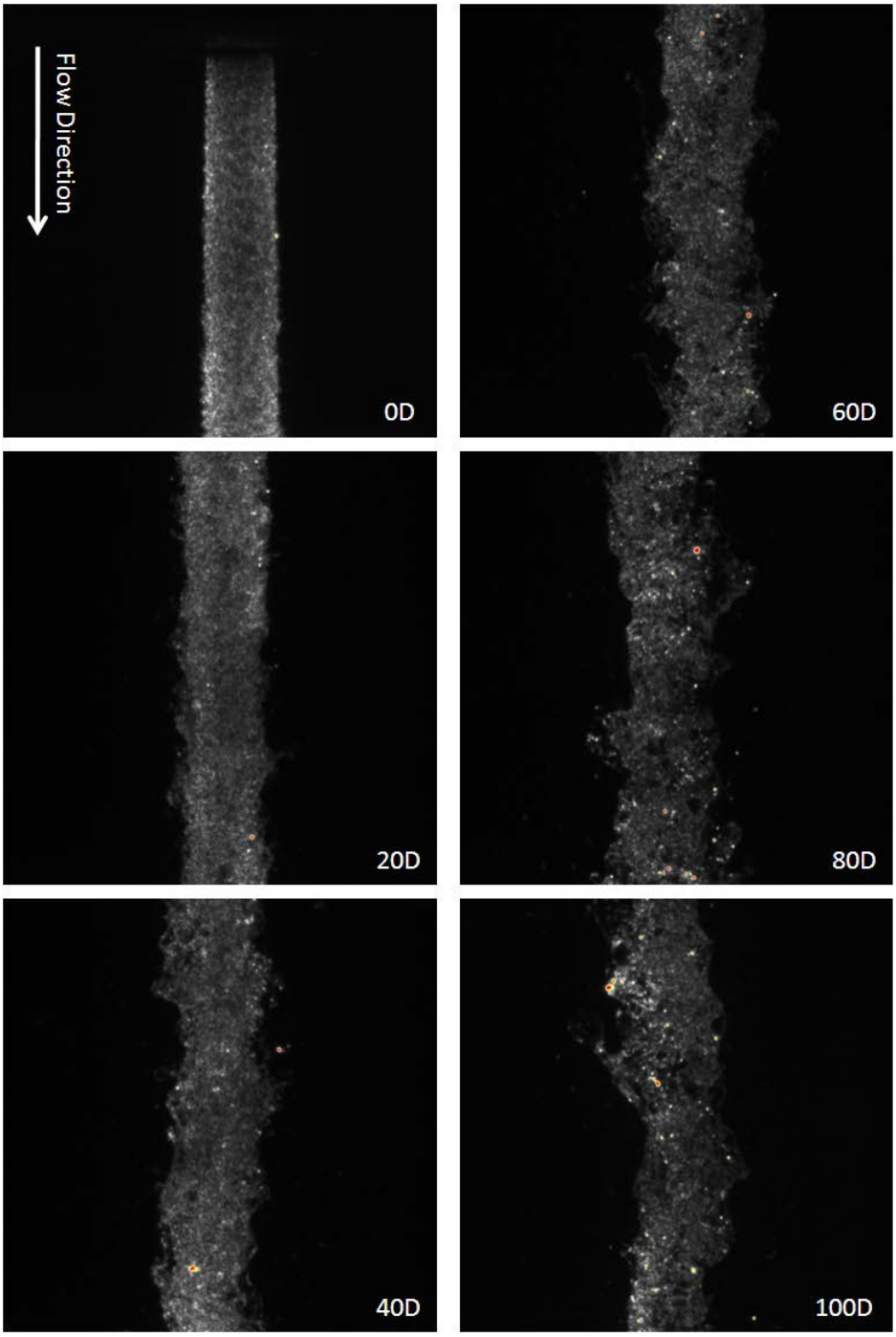
面から液滴が離散していく．その後，界面からの液滴の飛散は少なくなり，ジェットの形状も乱れていく．400mm 程度からジェットの分離が始まり，液滴流に遷移する．この様子を連続的に示した画像と実際のウォータージェットの写真を Fig. 3.16 に示す.

次に，高圧下でのウォータージェットの構造の変化について考察する．ジェットの高圧状態ではノズル出口直後からジェットは広がり，界面波が現れ液滴が飛散する．徐々に微細な液滴の発生量が増え，ジェットの中心を覆う．さらにジェット径は拡大していき，300mm 周辺からジェットの形状が変化し，液滴流に遷移していく．600mm ではほぼジェットが分散している．この様子を連続的に示した画像を Fig. 3.17 に示す.



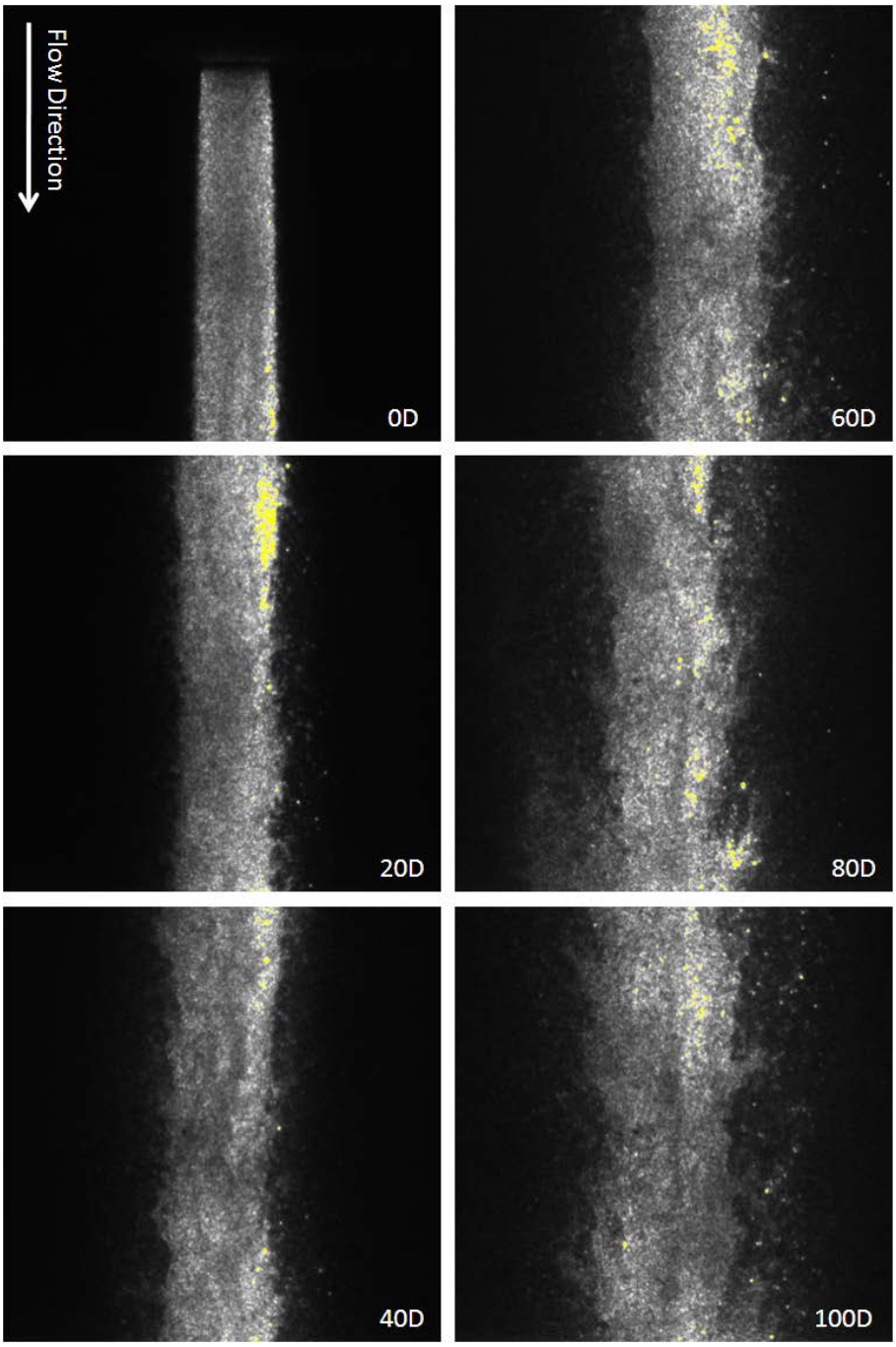
(Water pressure is 1, 5 and 30MPa; Distance from nozzle exit is 0, 100, 200 and 300D)

Fig. 3.1 The picture by laser light photography of a water jet



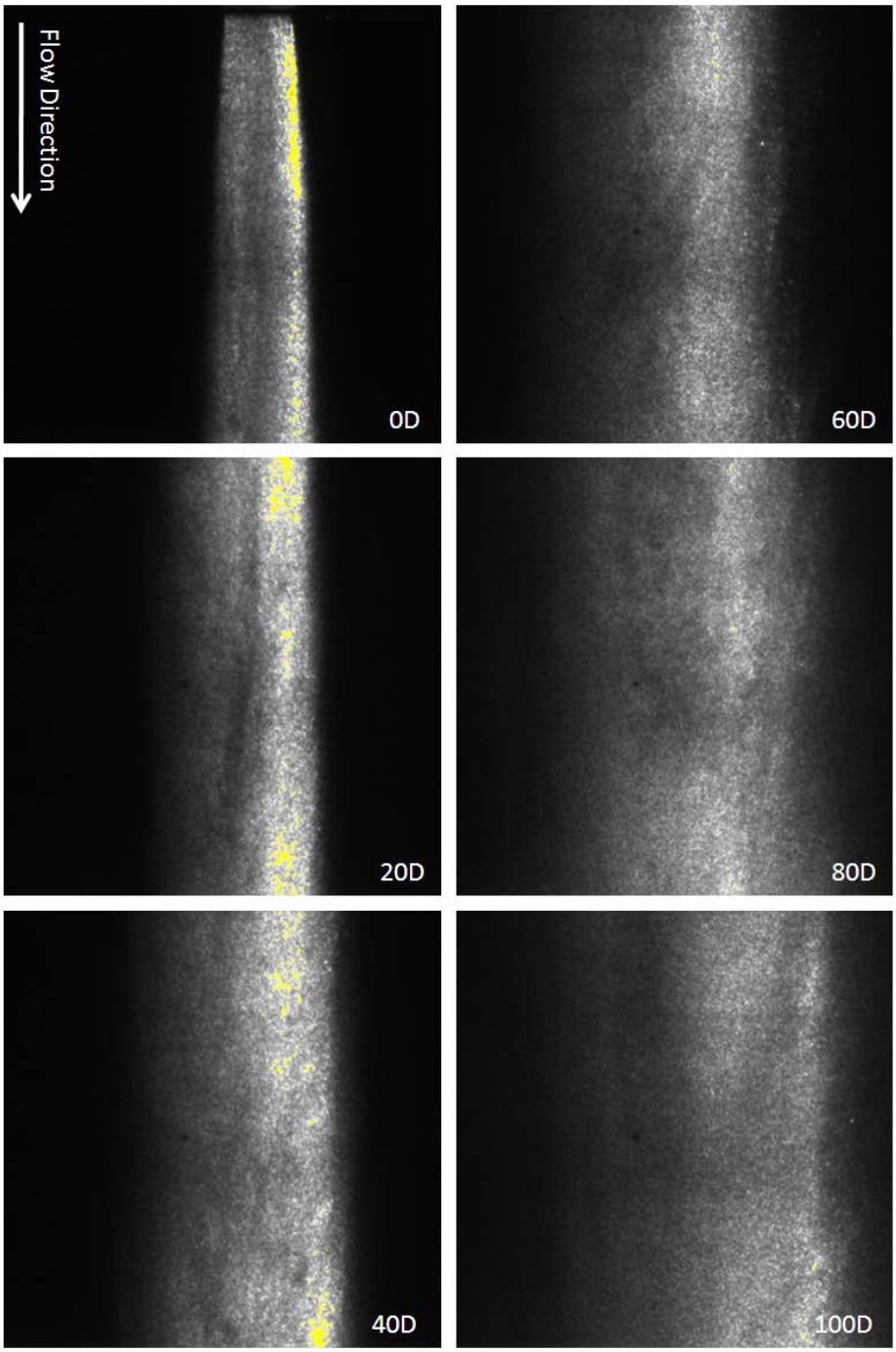
(Water pressure is 1MPa; Distance from nozzle exit is
from 0D to 100D)

Fig. 3.2 The picture by laser light photography of a water jet



(Water pressure is 5MPa; Distance from nozzle exit is
from 0D to 100D)

Fig. 3.3 The picture by laser light photography of a water jet



(Water pressure is 30MPa; Distance from nozzle exit is from 0D to 100D)

Fig. 3.4 The picture by laser light photography of a water jet

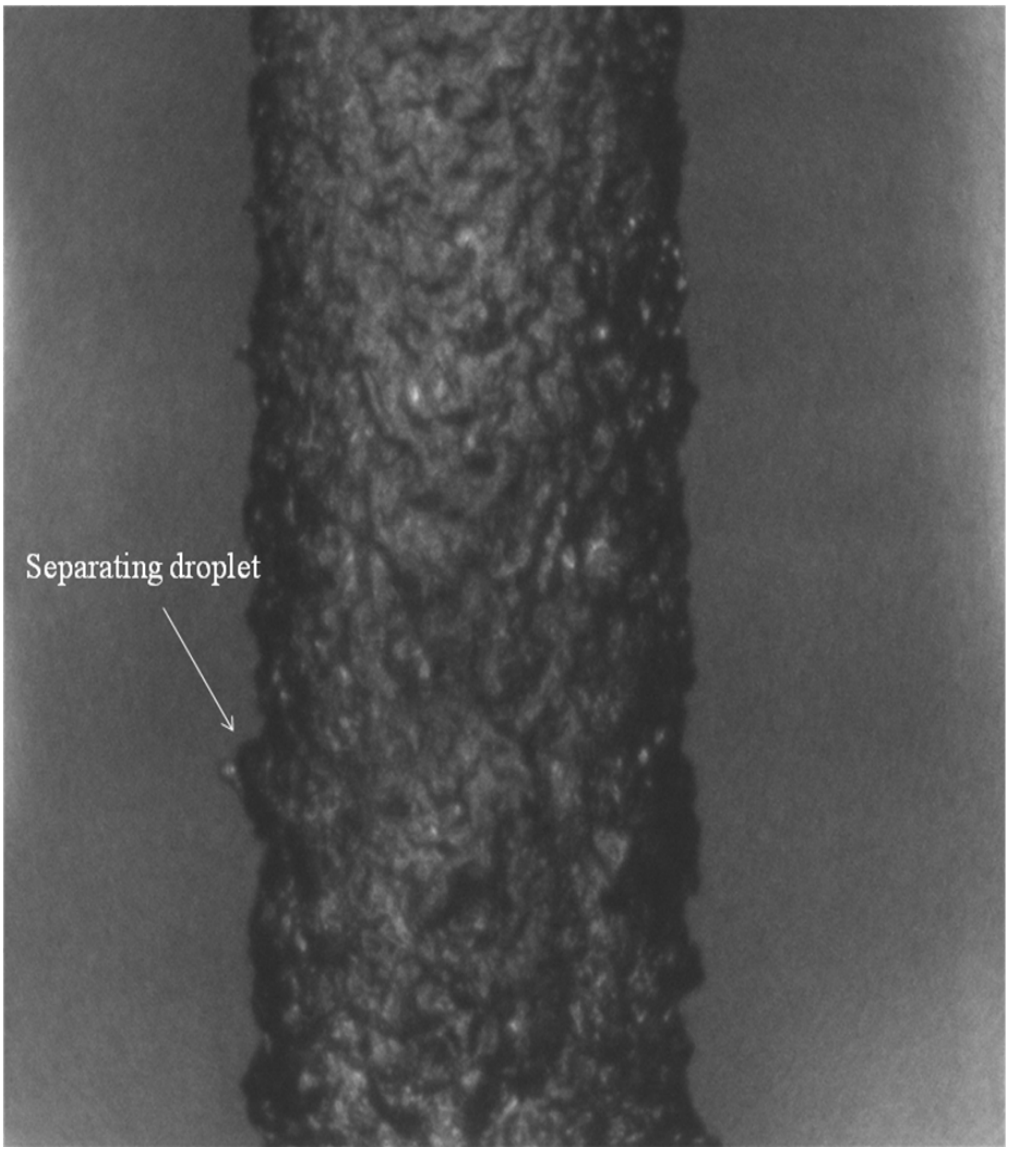
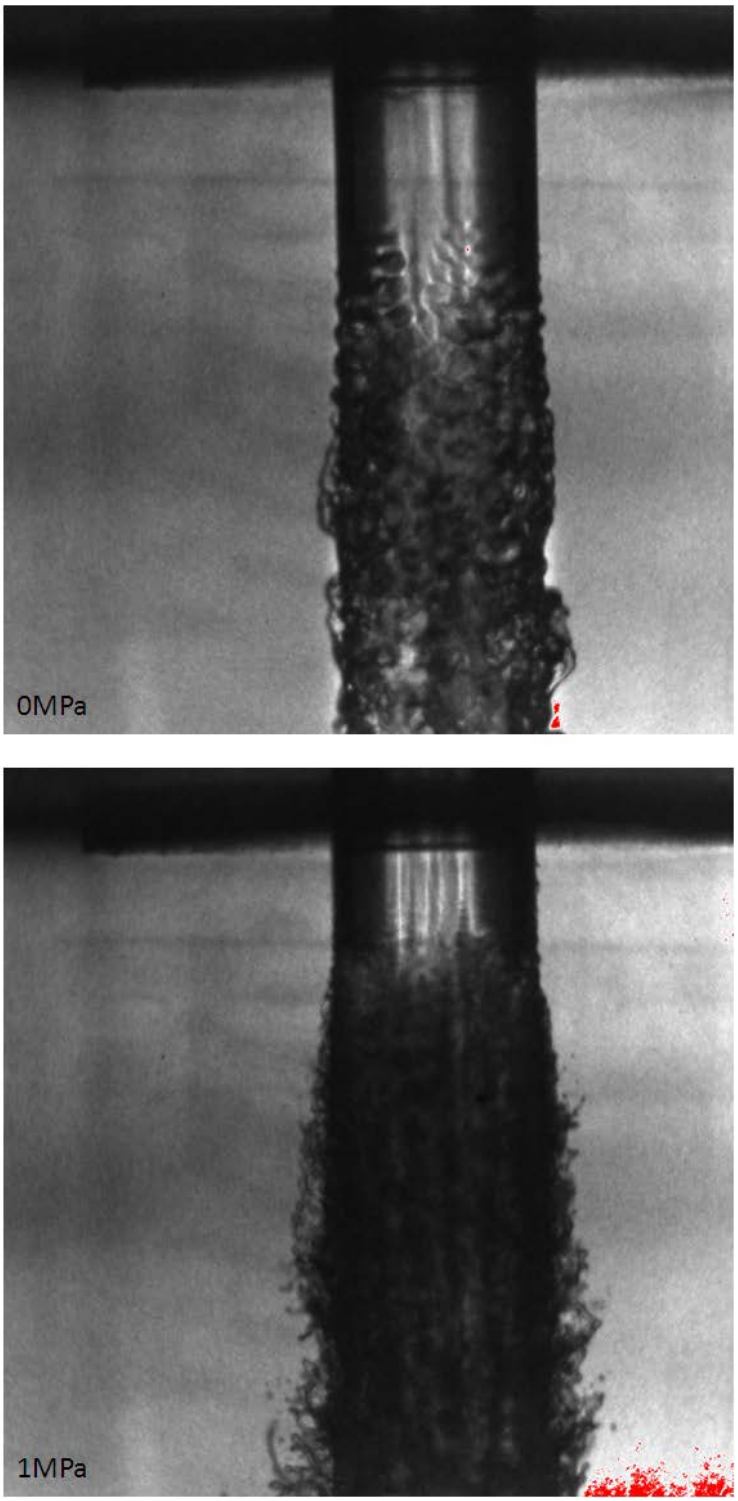
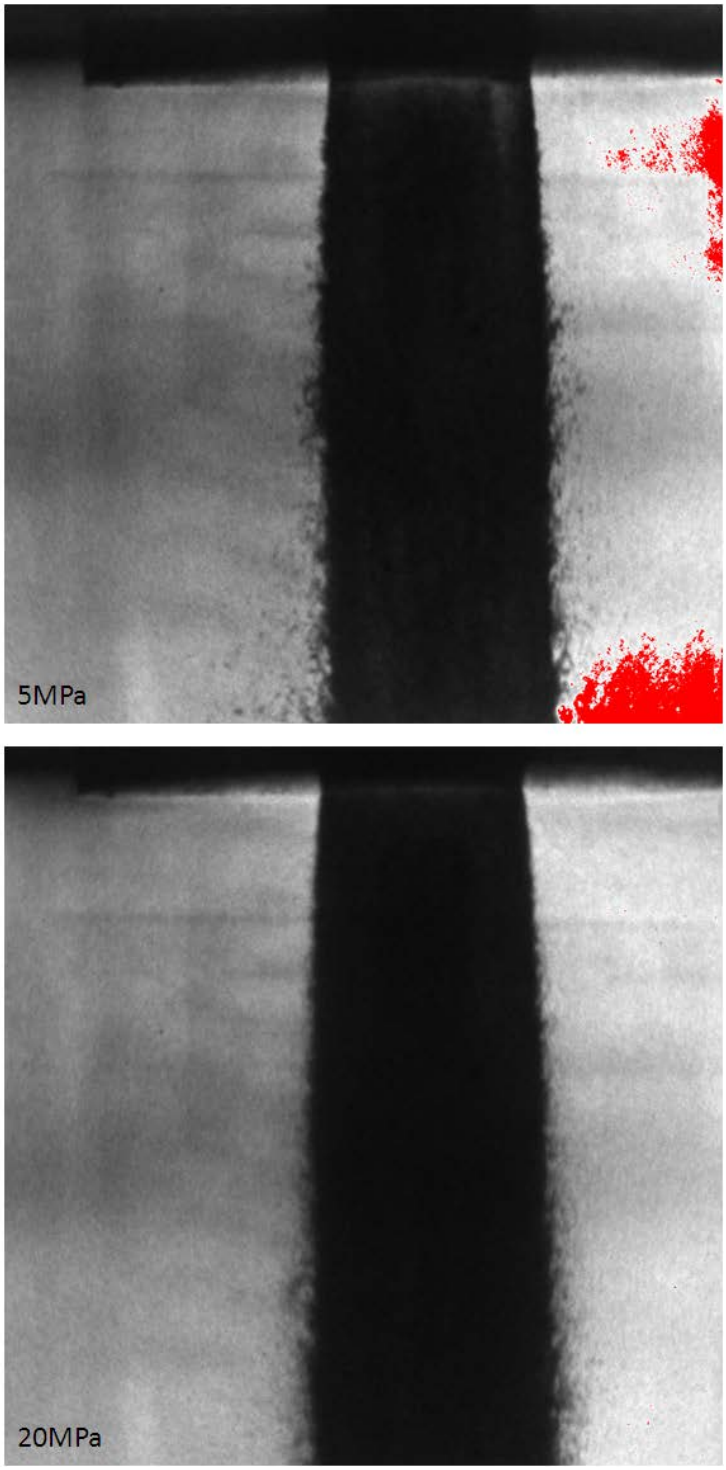


Fig. 3.5 The water jet surface structural wave measured by halogen lamp back light photography



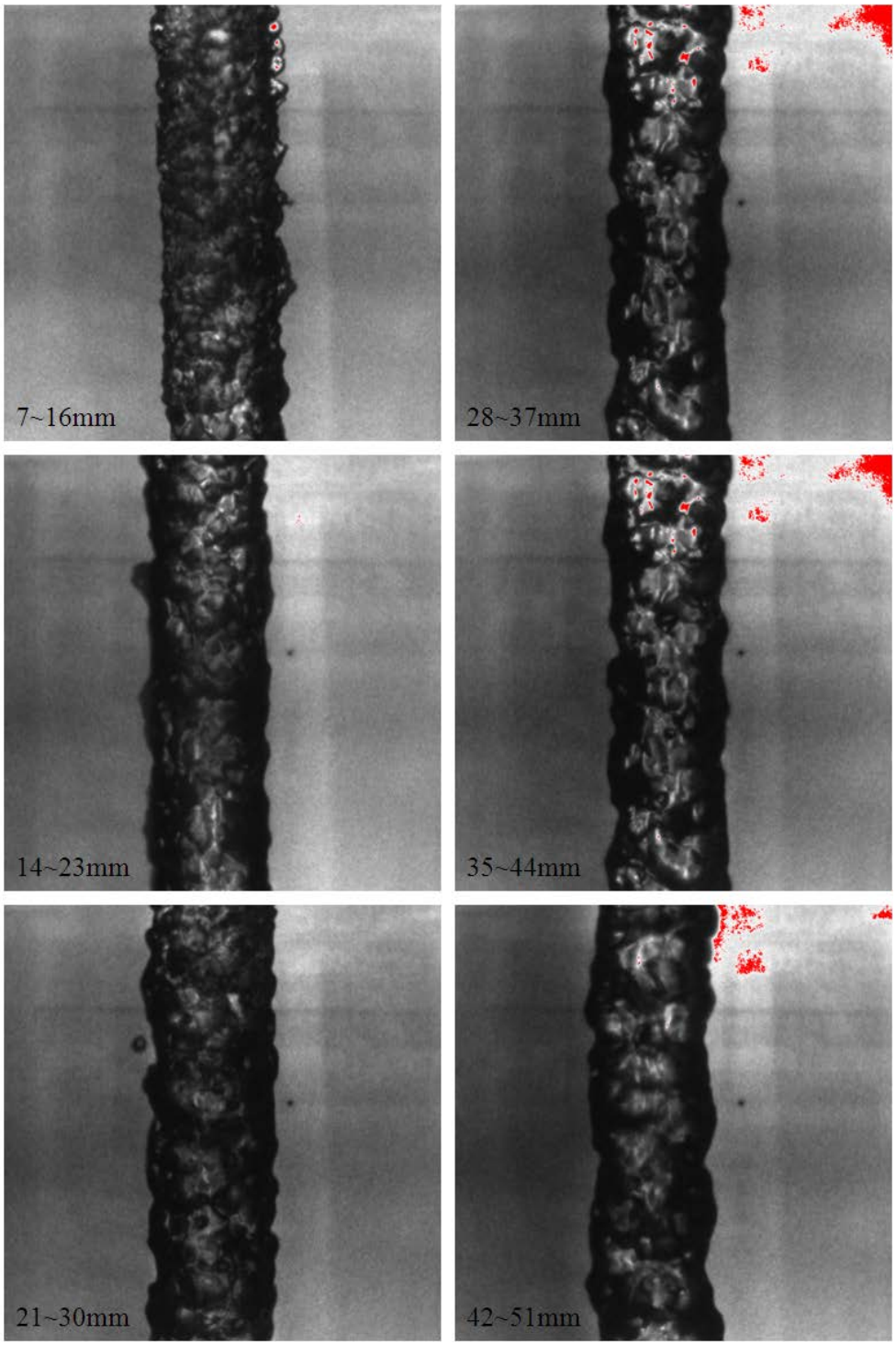
(Water pressure is 0 and 1MPa)

Fig. 3.6 The picture near the nozzle exit of the water jet surface wave by halogen lamp back light photography



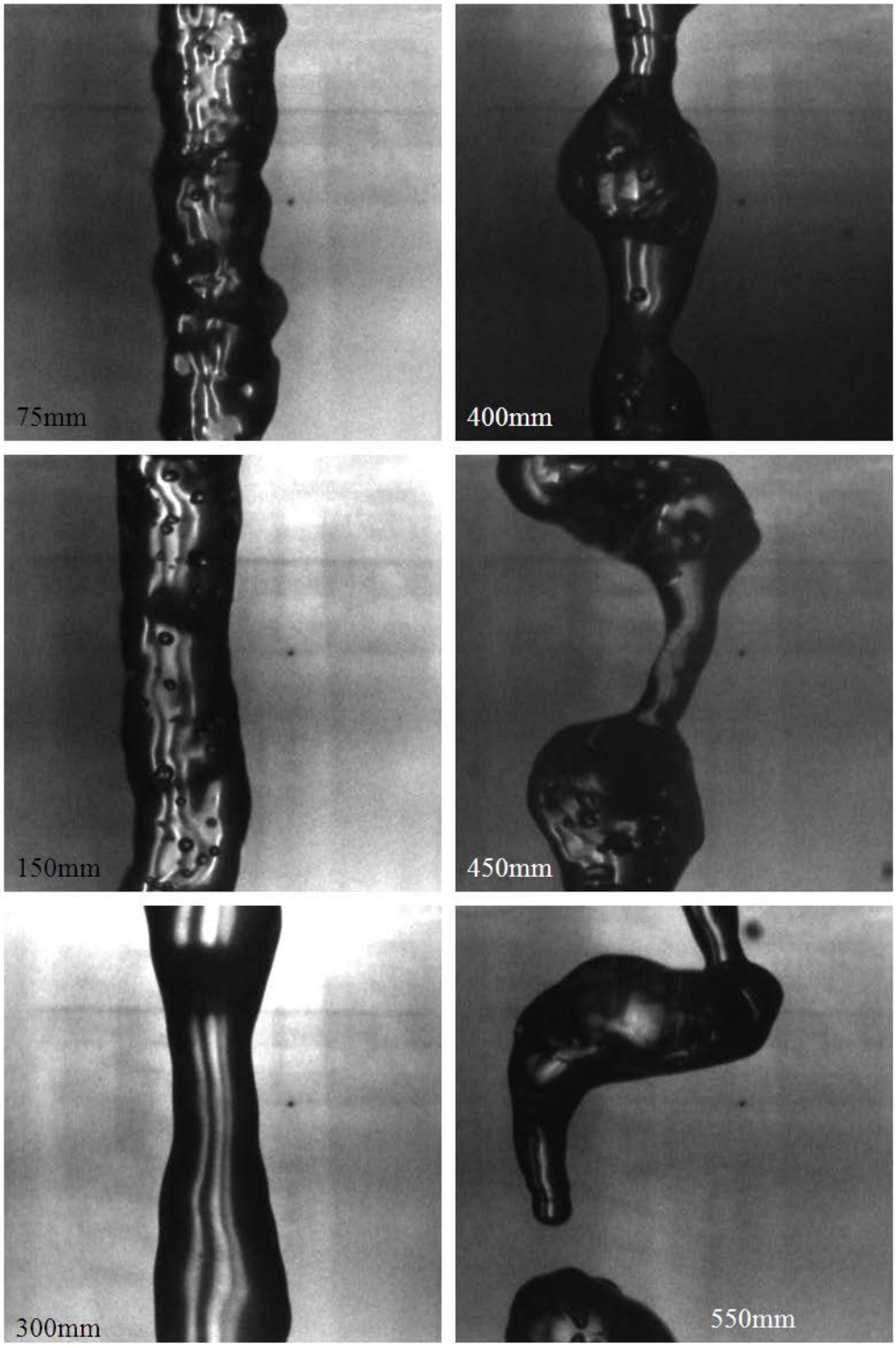
(Water pressure is 5 and 20MPa)

Fig. 3.7 The picture near the nozzle exit of the water jet surface wave by halogen lamp back light photography



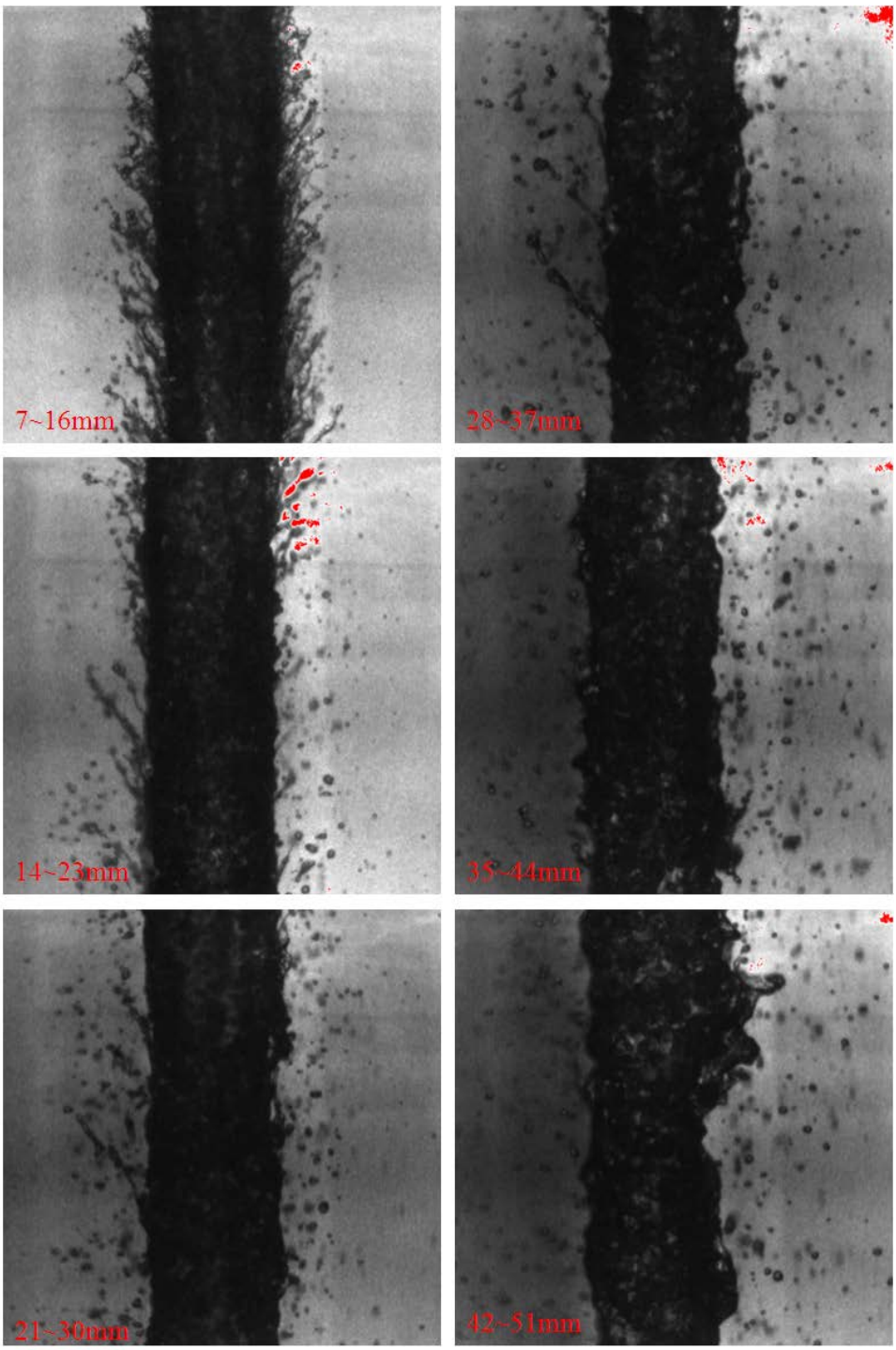
(Water pressure is 0MPa; Distance from nozzle exit is 7～51mm)

Fig. 3.8　The picture of the water jet surface wave by halogen lamp back light photography



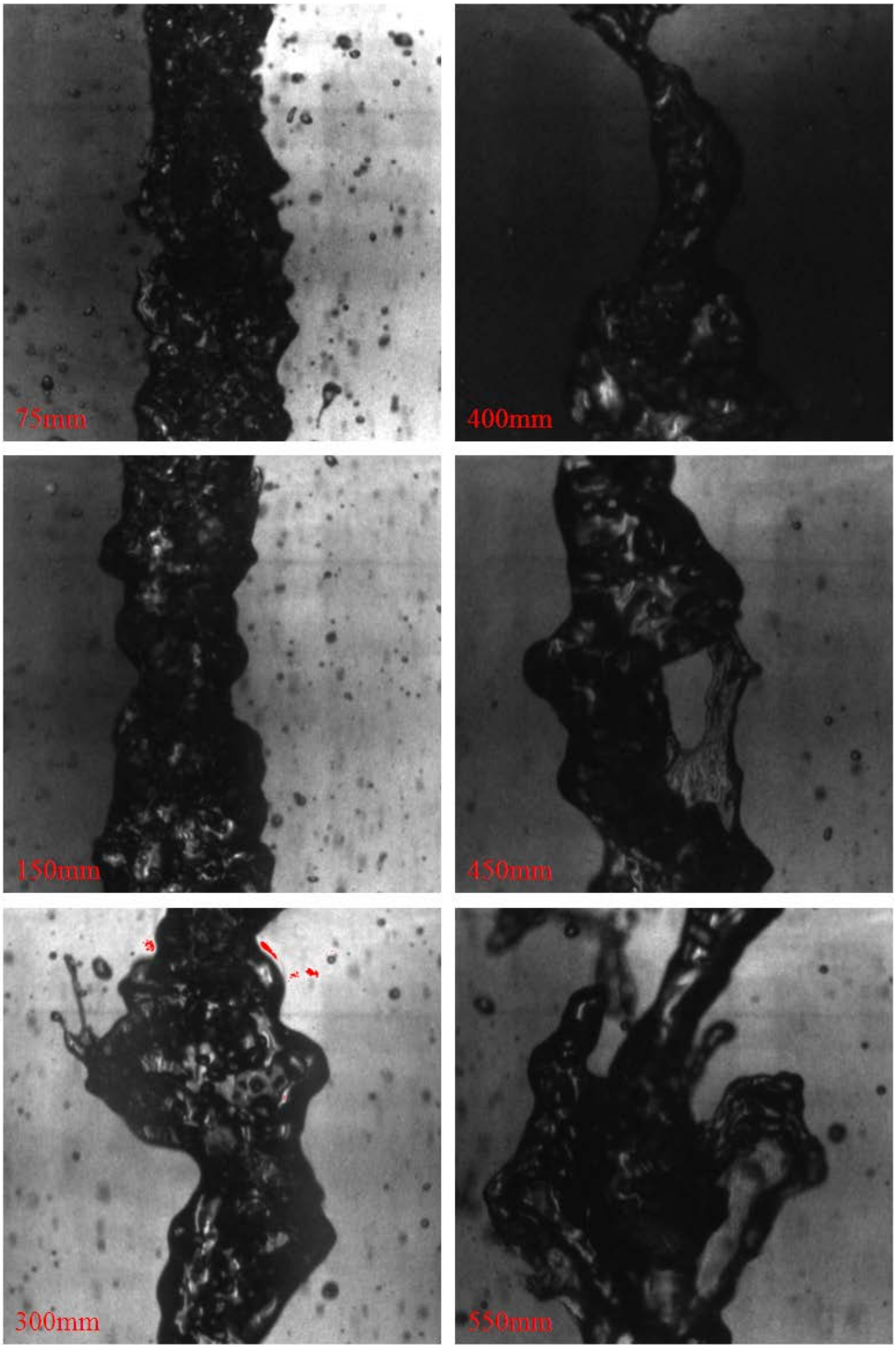
(Water pressure is 0MPa; Distance from nozzle exit is 75～550mm)

Fig. 3.9　The picture of the water jet surface wave by halogen lamp back light photography



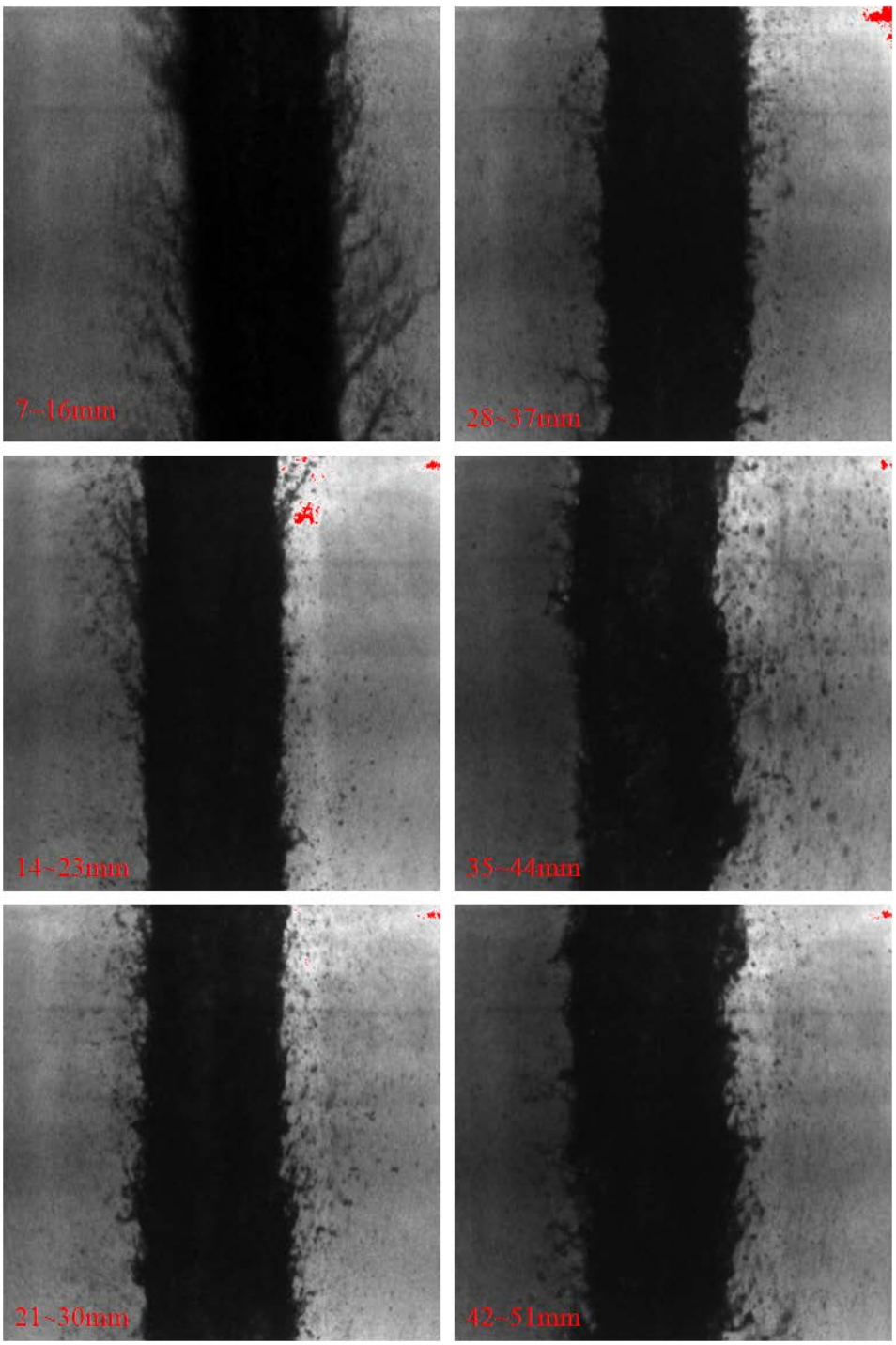
(Water pressure is 1MPa; Distance from nozzle exit is 7～51mm)

Fig. 3.10　The picture of the water jet surface wave by halogen lamp back light photography



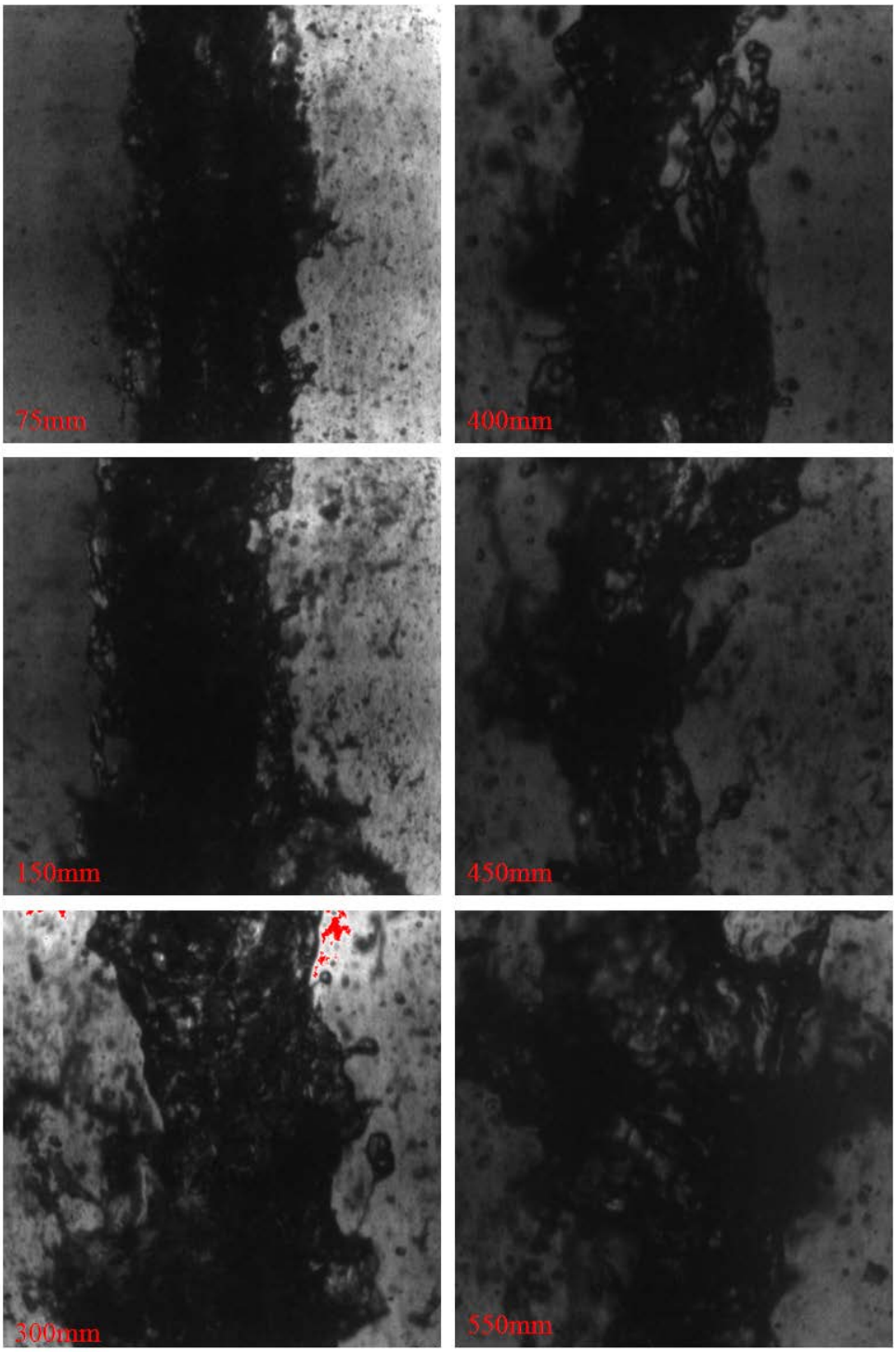
(Water pressure is 1MPa; Distance from nozzle exit is 75～550mm)

Fig. 3.11 The picture of the water jet surface wave by halogen lamp back light photography



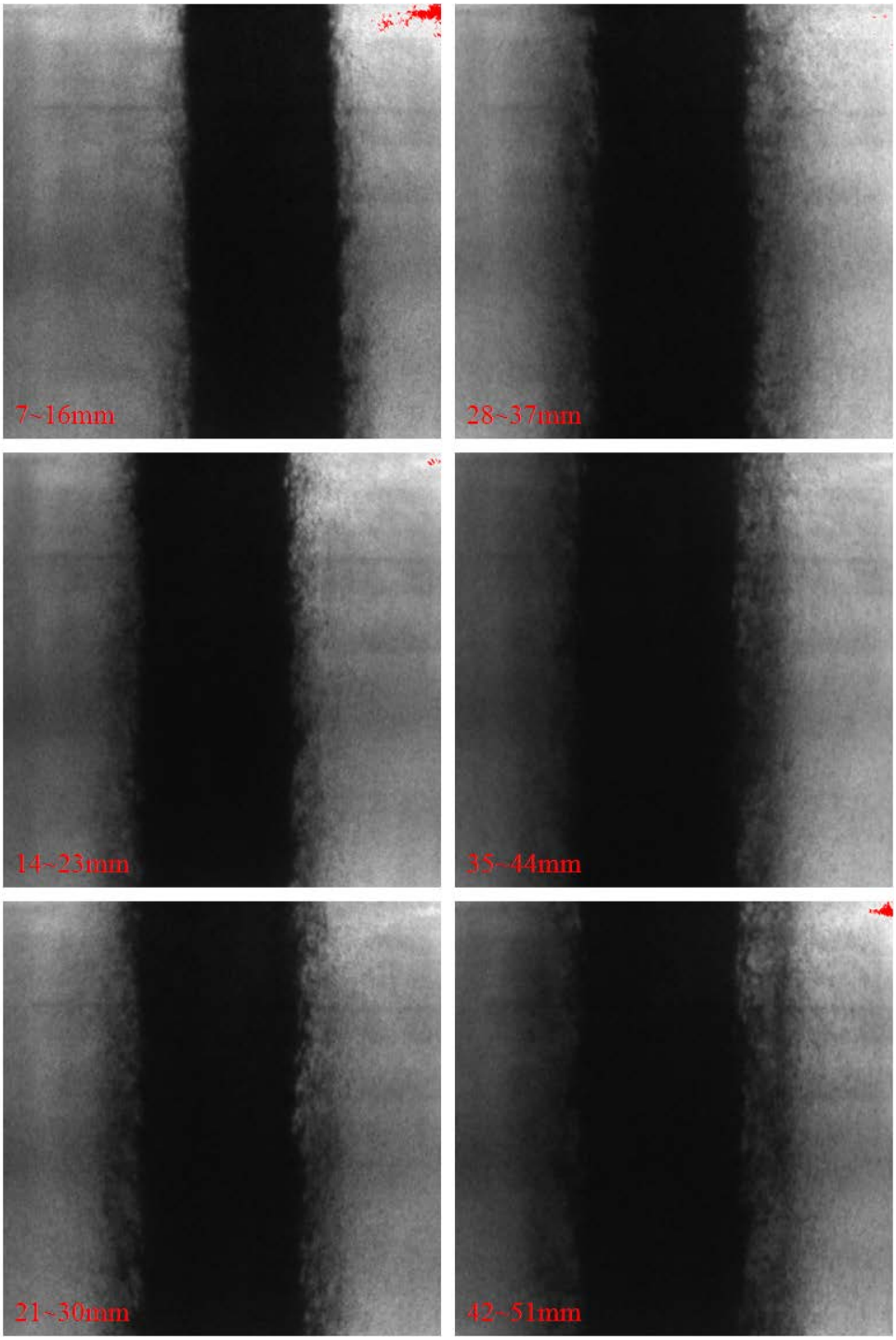
(Water pressure is 5MPa; Distance from nozzle exit is 7～51mm)

Fig. 3.12　The picture of the water jet surface wave by halogen lamp back light photography



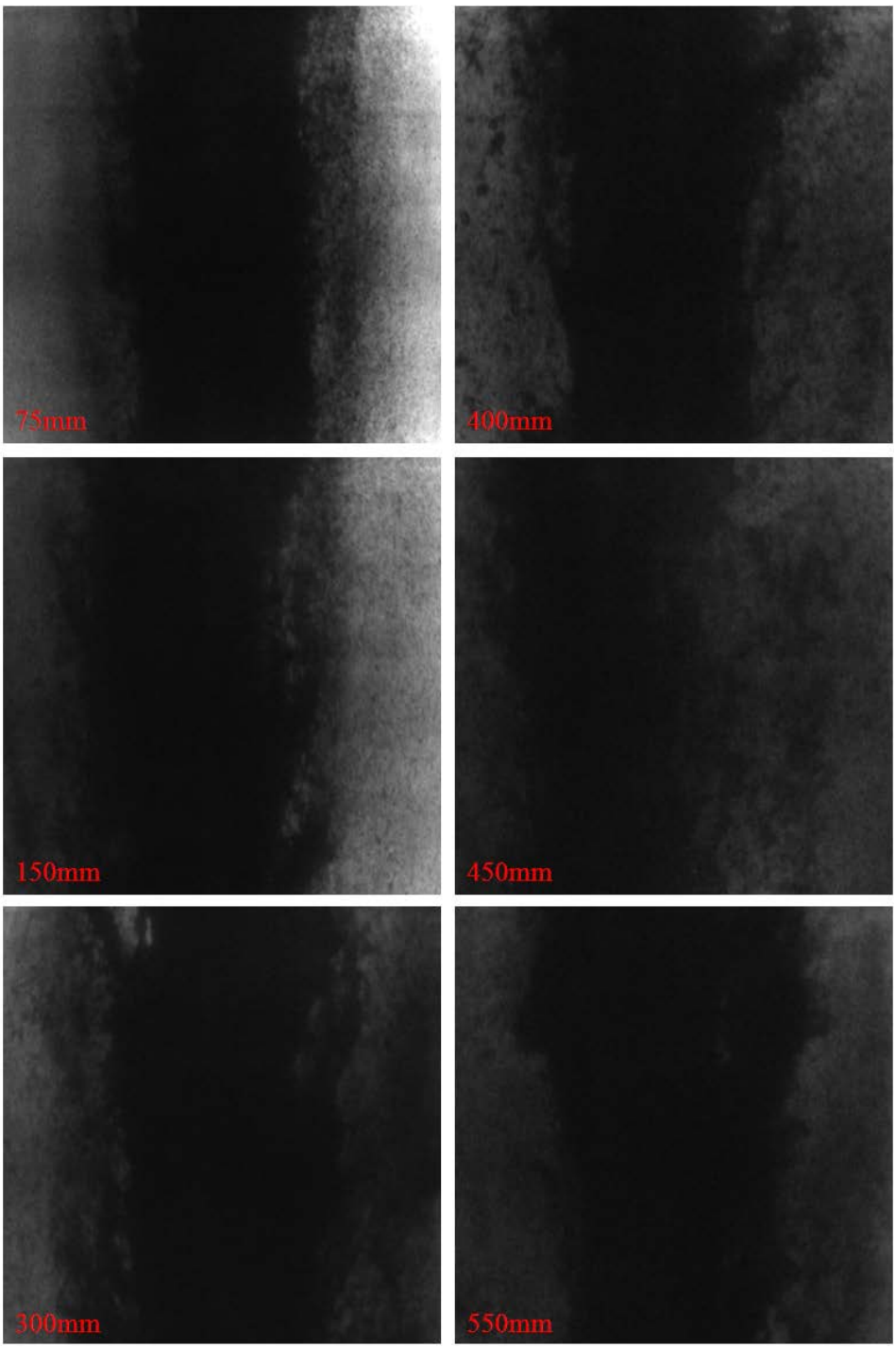
(Water pressure is 5MPa; Distance from nozzle exit is 75～550mm)

Fig. 3.13　The picture of the water jet surface wave by halogen lamp back light photography



(Water pressure is 20MPa; Distance from nozzle exit is 7～51mm)

Fig. 3.14　The picture of the water jet surface wave by halogen lamp back light photography



(Water pressure is 20MPa; Distance from nozzle exit is 75～550mm)

Fig. 3.15　The picture of the water jet surface wave by halogen lamp back light photography

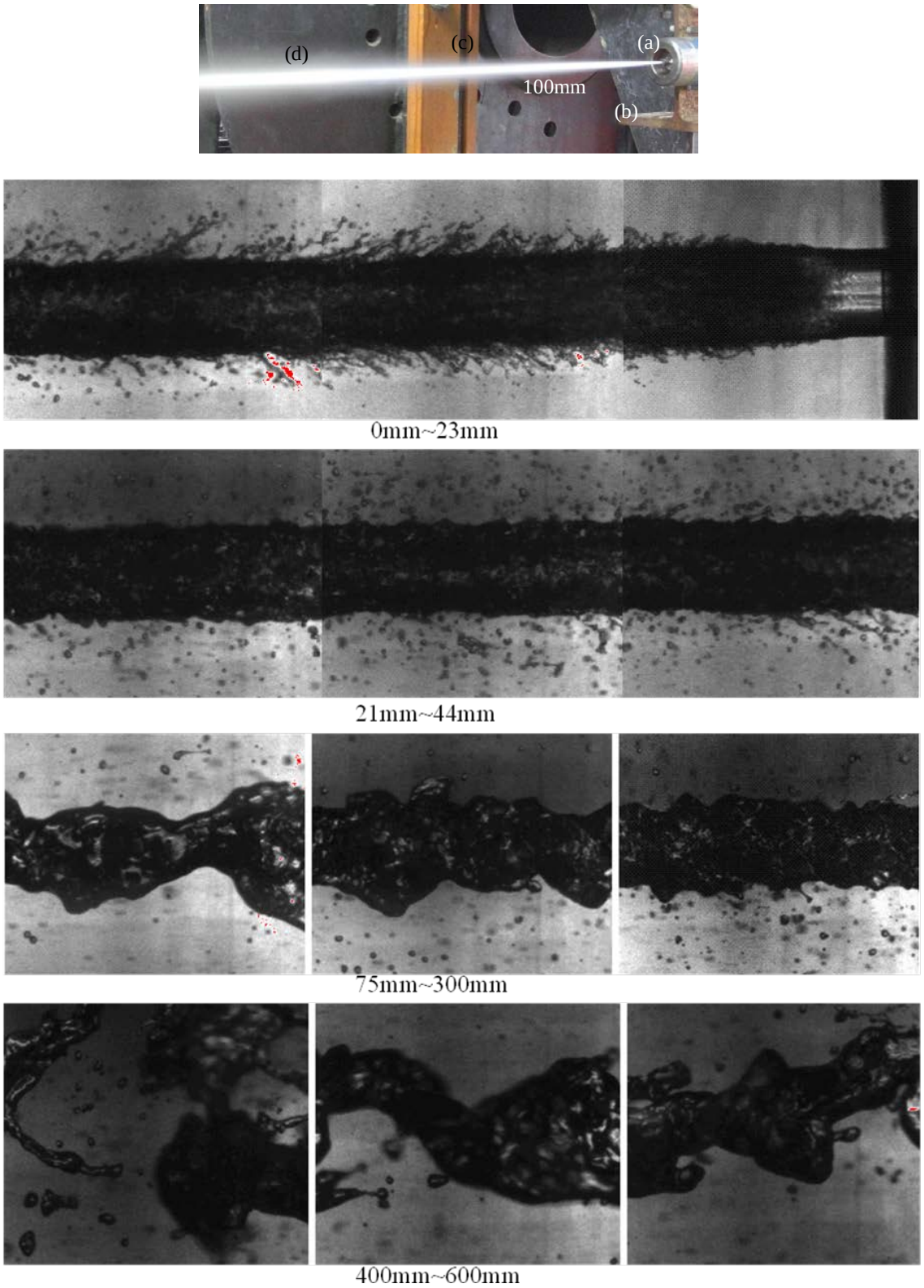
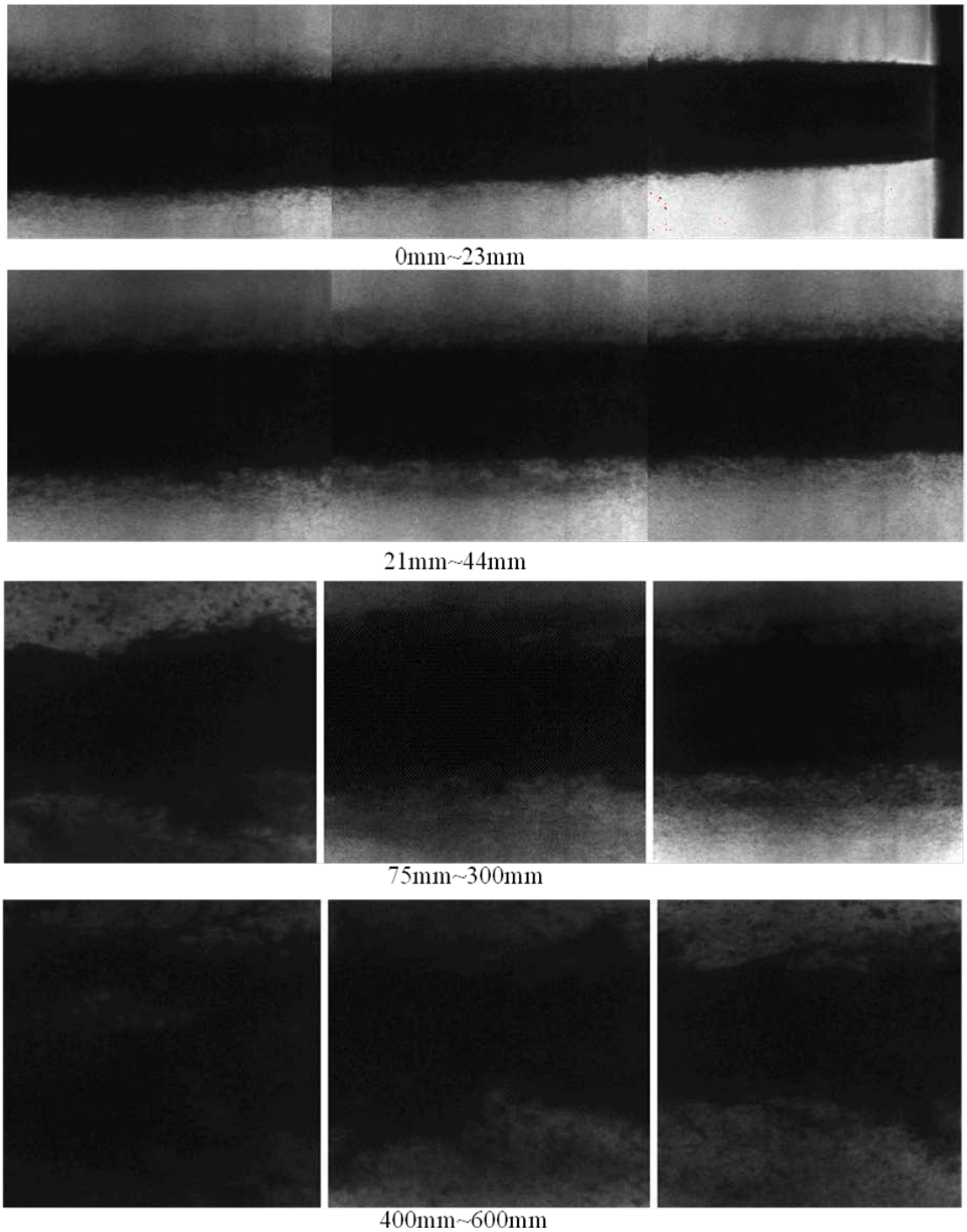


Fig. 3.16 The continuous picture of the water jet surface wave in the transition region

to a droplet flow and an actual water jet picture



(Water pressure is 20MPa)

Fig. 3.17 The continuous picture of the water jet surface wave in the transition region to a droplet flow

3.2　PIV 法による実験結果

前節で示したジェットの画像は，短い時間間隔で 2 枚撮影することが可能である．こうして連続撮影した 2 枚の画像を用いて，ジェットの速度を PIV 法によって求めた．PIV 法は，粒子画像流速測定法と呼ばれ流体の速度を計測する際に広く用いられている手法である．時間差撮影された 2 枚の画像から計測点を中心とする参照領域(ここでは 1.3mm×1.3mm)を切り出し，その画像間の相関係数が最大になるような位置関係を求めその位置での平均移動量，即ち流れの速度とする速度計測手法である．この方法では多数の流体粒子があり個々の流体粒子の移動をすべて求めることが困難である場合に，画像の全体のパターンから流速を求める事が可能である．

本研究における PIV 法による速度測定では連続する 2 枚の画像の撮影間隔を 4μs とした. これら二枚の画像に PIV 法を適用することによりのジェットの各位置での速度が求められる.

本節ではこので述べた PIV 法によって速度ベクトルを算出した結果について述べる．以下にノズル径 D=2.85mm，空間解像度 39μm/pixel，撮影間隔 4μsec の条件で撮影した画像における結果を示す．Fig.3.18 にノズル出口から 100*D* の位置での各圧力における速度ベクトルの図をジェット画像と共に示した．速度は流れ方向の成分がほとんどであり，速度分布は比較的一様であった.

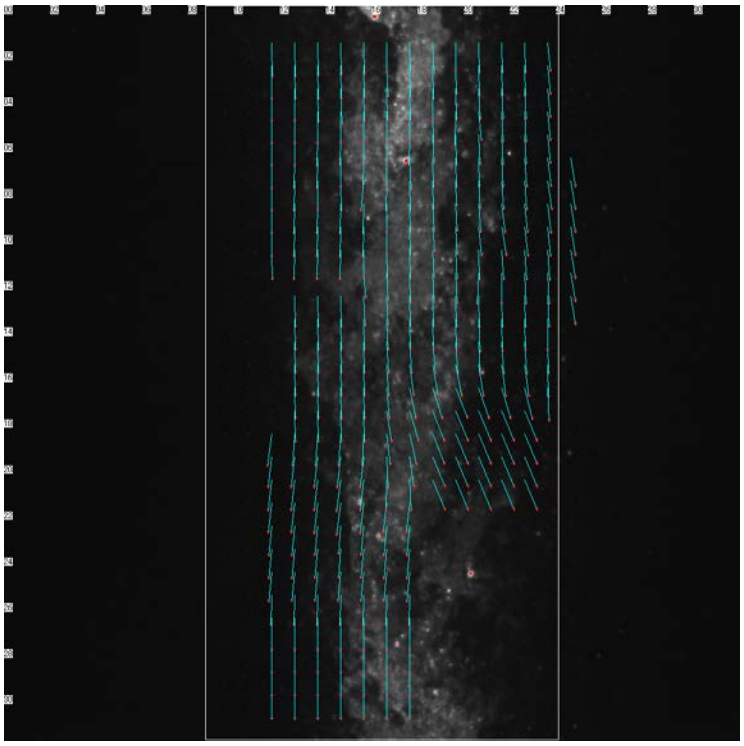


Fig. 3.18　The analysis result by the typical PIV method

このようにして得られた一画像中の速度ベクトルをすべて平均化した．圧力は 1，5，10，20，30MPa，測定範囲は 0D，100D，200D，300D．また，ベルヌーイの定理(式（3.2.1））で求めた結果と，測定結果を比較した．

$$V = \sqrt{\frac{2(P - P_0)}{\rho}} \qquad (3.2.1)$$

速度はV[m/s]，Pはノズル出口圧力[MPa]，大気圧をP_0[MPa]，密度はρ [kg/m^3]とする．これらの結果のグラフをFig. 3.19 に示す．

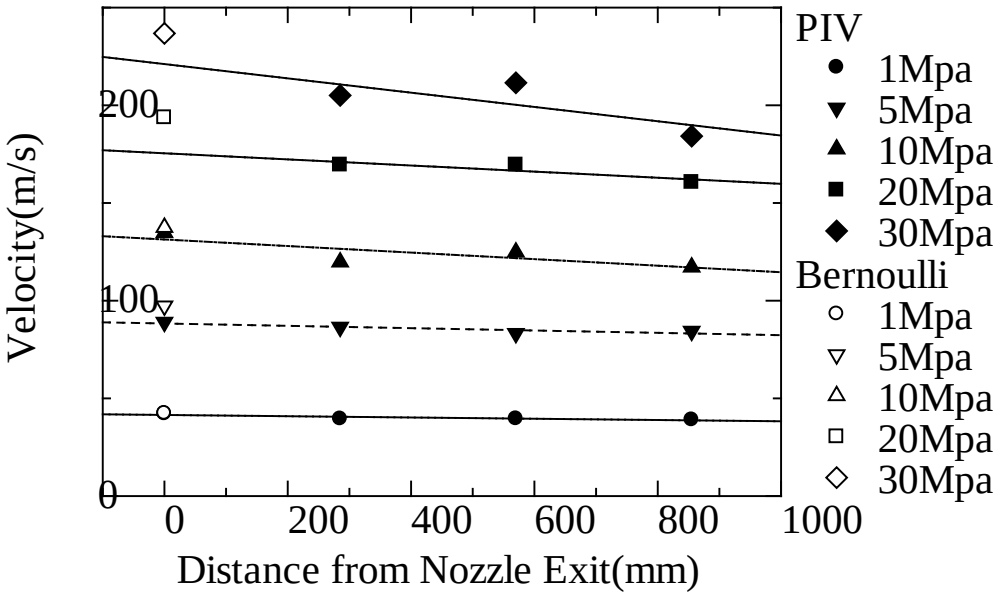


Fig. 3.19 The measurement result of the speed of the water jet of a flow direction

PIV は濃度の相関をとり速度ベクトルを算出するものであり，20MPa 以上の高圧下になると，ノズル近傍では非常に高速のウォータージェットが噴出し，多数の微細な液滴に覆われているため，鮮明なジェットの画像は撮影できない．そのため，現在の手法では測定が難しくなっている．Fig. 3.19 より PIV の測定結果は全体的にベルヌーイの理論解より低くなっている．また，今回の撮影範囲である 300D (855mm)では，ほとんど速度が低下しないことがわかる．従来の理論では，空気の巻き込みや空気抵抗の影響で，距離とともに大きく減衰すると思われていたが，この結果よりジェットの減速は少なく，威力はかなりの距離まで保たれることがわかる．またジェットの減速は，比較的高圧になるほど大きいと言える．これらの結果をふまえて PTV-LIF の結果について報告する．

3.3 PTV-LIF 法による流速分布測定の結果

本節では 2.1.3 節述べた PTV-LIF 法による流速の結果について述べる． 撮影

画像の一例を Fig. 3.20 に示す.

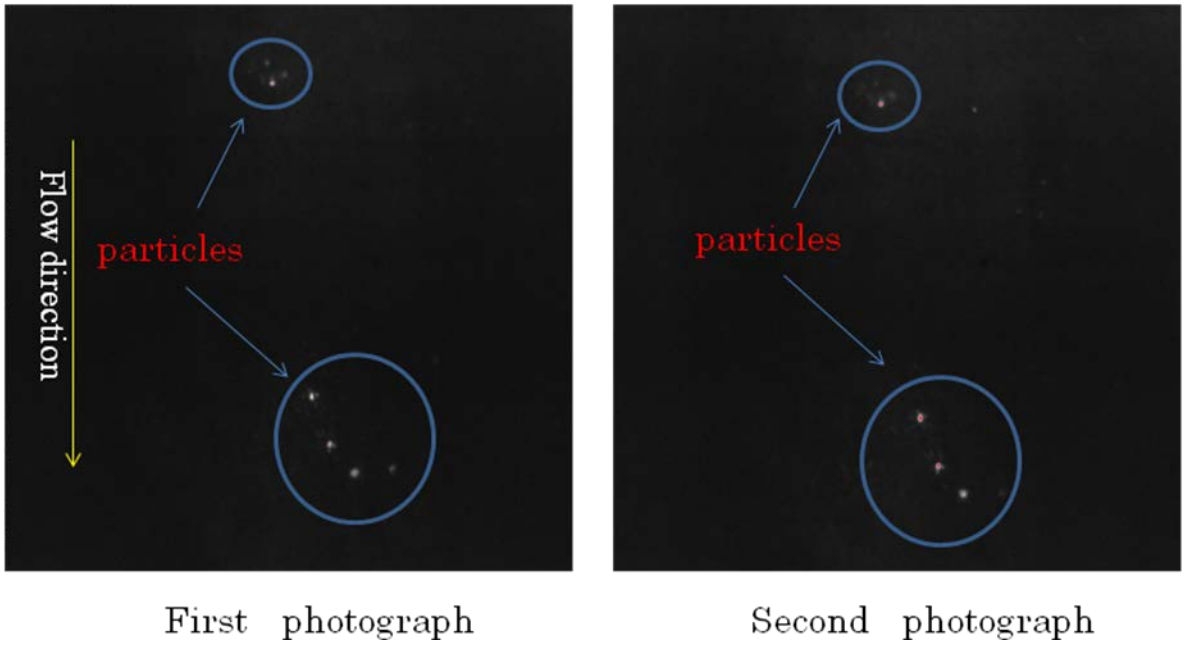


Fig. 3.20 The example of a picture of the fluorescence particles by the PTV-LIF method

上記の画像の青い円で覆われた部分が粒子である．これは 1 枚目の画像と 2 枚目の画像では少しだけ下向きに進んでいる．これを PTV によって計測して速度を計測した．実験条件は圧力が 1，5，10，20MPa，計測範囲は 100D～1000D，ノズル径 D=2.5mm である．

2 枚の画像を撮影するため，デジタル遅延回路として Stanford Research System 社製 DG535 を用いた. 画像の遅延時間は 4μs であり, その精度は 1.5ns である．Fig. 3.20 右側の画像は左側の画像の撮影後 4μs 後に撮影したものである．図で流れ方向は下向きである。対応するローダミン粒子が，下向きに移動している事がわかる。これらの粒子の移動距離から速度を求めることが可能となり，この速度をもってその粒子の位置での瞬時のジェット速度とする（ローダミン粒子は十分小さく流れに追従していると仮定する）.

画像の撮影サイズは 17.5mm×17.5mm であり，ピクセル数は 1024 ピクセル

×1024 ピクセルであり空間分解能は 17.1μm/ピクセルである. この画像の空間分解能と画像の遅延時間から，ここでの LIF-PTV 法による速度の測定精度は 3.89m/s と見積もられる。このような連続した画像を各圧力，ノズル出口からの各位置について 200 組撮ることによってジェットの半径方向の各位置における瞬時の速度の分布を求めた.

なお画像から速度を求めるにあたってはアートテクノロジー株式会社の PTV ソフトウェア ZVECTOR を用いた．ここでの LIF-PTV 法による測定が可能であるためには, 粒子群が同一平面内に存在することが必要である．Fig. 3.20 に示すように撮影した多数の 4μs 遅延した画像において，粒子が新たに現れたり，消えたりするものはほとんど観察されなかった。またここでの画像撮影に遅延時間は 4μs と短く，レーザーシートの厚さが 0.1mm であることを考えると，蛍光粒子がレーザーシートを通過するには 25m/s 程度の大きな半径方向の速度を持つ必要がある．しかしながら，測定された速度は流れ方向の成分がほとんどであり，半径方向の速度成分は極めて小さかったこと，ならびに Fig.3.16 に見られる様なジェットの広がりから半径方向速度は 25m/s より十分小さいと考えられることから，粒子群は同一平面内に存在しているとの仮定は妥当なものであると考えられる.

Fig. 3.21 に，出口圧力が 1MPa， 100D，200D，300D，400D，600D，800D の場合の各地点の速度分布を示す．同様に，5MPa，10MPa，20MPa の速度分布も Fig. 3.22，Fig. 3.23，Fig. 3.24 に示す．ただし， 10MPa は 800D が，20MPa では 200D，300D，600D，800D のデータが存在しない．ジェットの中心から半径方向の距離を r[mm]，ジェットのノズル半径を R[mm]とする．横軸は半径方向の距離 r をノズル半径 R で割り無次元化したものを, 縦軸には速度[m/s]を表わす. Fig. 3.25～Fig. 3.30 は Fig. 3.21～Fig. 3.24 で示した各位置の速度プロファイルを

半径方向の距離を 0.5mm ずつ区切り，0.5mm の間の速度を平均化したものを示したグラフである．横軸は半径方向の距離 r をノズル半径 R で無次元化したものを，縦軸は速度[m/s]を示している．各 100D，200D，300D，400D，600D，800D を示す．Fig. 3.31，Fig. 3.32，Fig. 3.33 は 1MPa，5MPa と 10MPa の各実験の断面方向の粒子数の分布を示したものである．半径方向に 0.5mm ずつに区切り，その間にある粒子の全体に対する割合を縦軸に, 半径方向の距離 r に対してノズル直径 D で無次元化したものを示す.

これらの図からわかるように，半径方向の各位置でのジェットの速度はおおむね式（3.2.1）による速度に近い値となっている．また速度は大きく変動していることがわかる。この速度の変動は，先に述べた LIF-PTV 法による速度の測定誤差（3.89m/s）やジェットによるレーザーシートや粒子からの蛍光の屈折等の影響が含まれていると考えられが, その変動の値は大きく（10m/s 程度）, Fig.5 に示したようにジェットの界面が大きく非対称に歪み，波が発生し液滴が飛散することによるものと考えられる。この変動は，乱流等のジェットの流体力学的構造に強く関係していると考えられる．しかしながら本実験においてはその変動の分散・ゆらぎ等の統計量を求めるには十分なデータ数がなく，分散・ゆらぎと距離 D,r との関係を定量的に議論するには至らなかった．速度の変動は，圧力が大きくなるに従い，またノズルからの距離が大きくなるに従い大きくなっている。

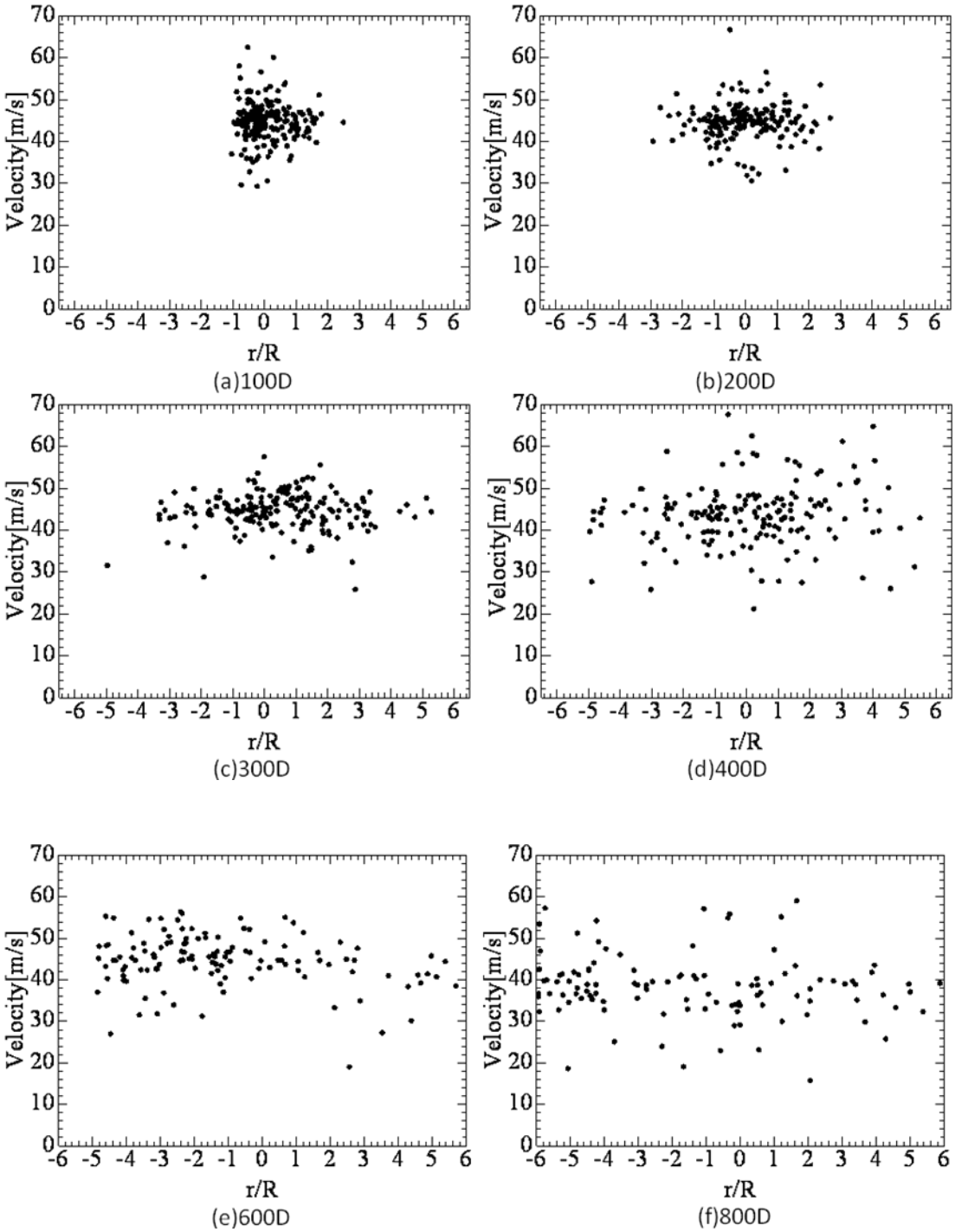


Fig. 3.21 The measurement result of the velocity distribution in the radial direction of a water jet
(water pressure is 1MPa)

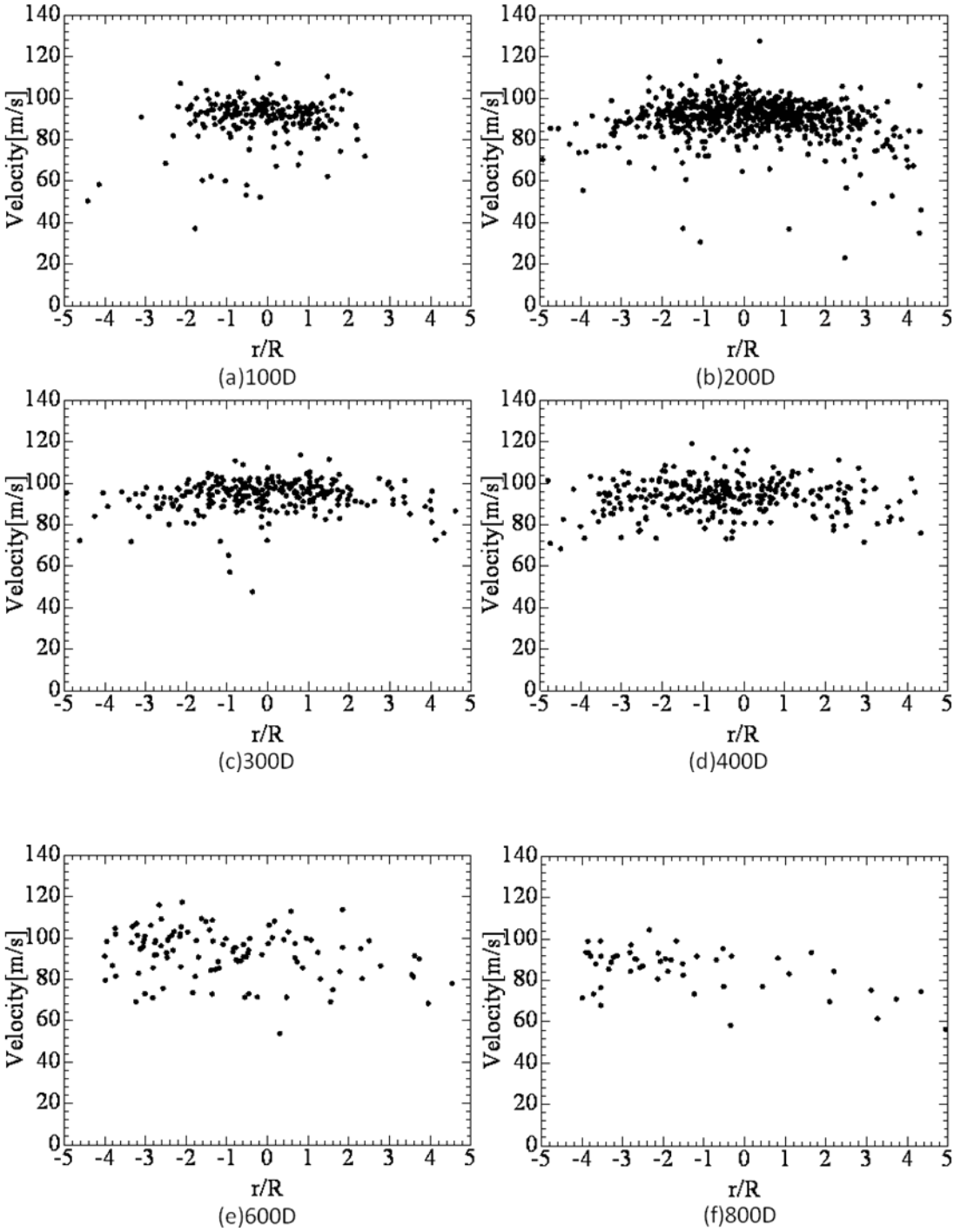


Fig. 3.22 The measurement result of the velocity distribution in the radial direction of a water jet
(water pressure is 5MPa)

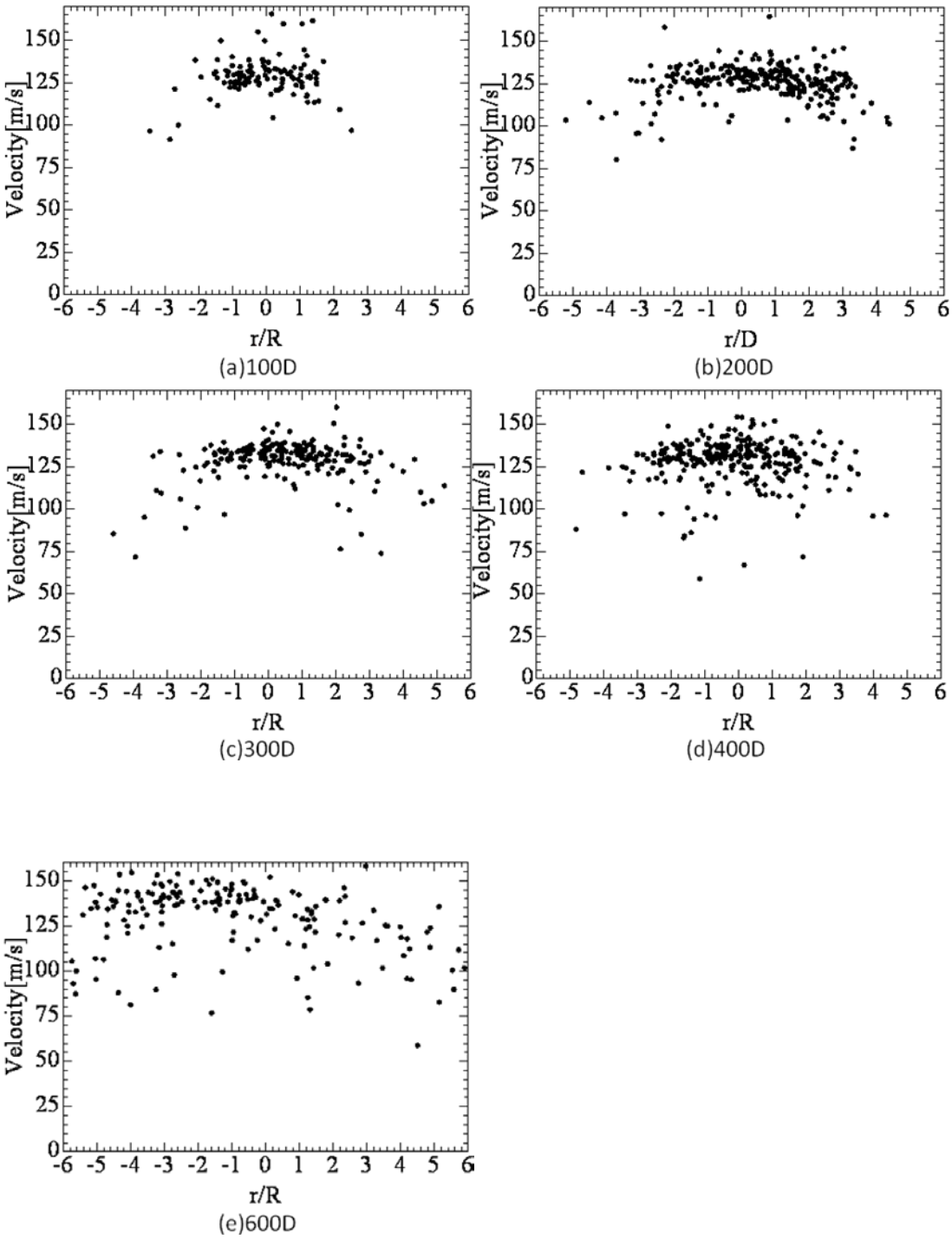


Fig. 3.23 The measurement result of the velocity distribution in the radial direction of a water jet
(water pressure is 10MPa)

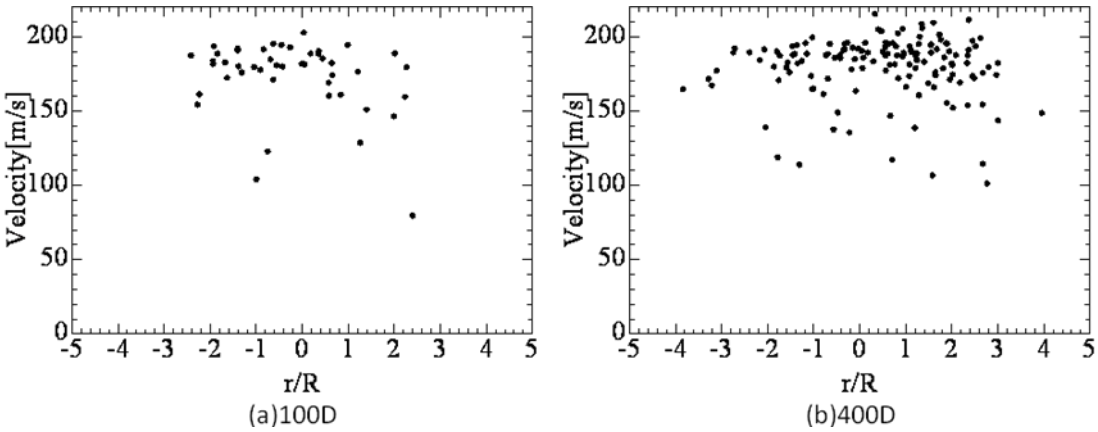


Fig. 3.24 The measurement result of the velocity distribution in the radial direction of a water jet
(water pressure is 20MPa)

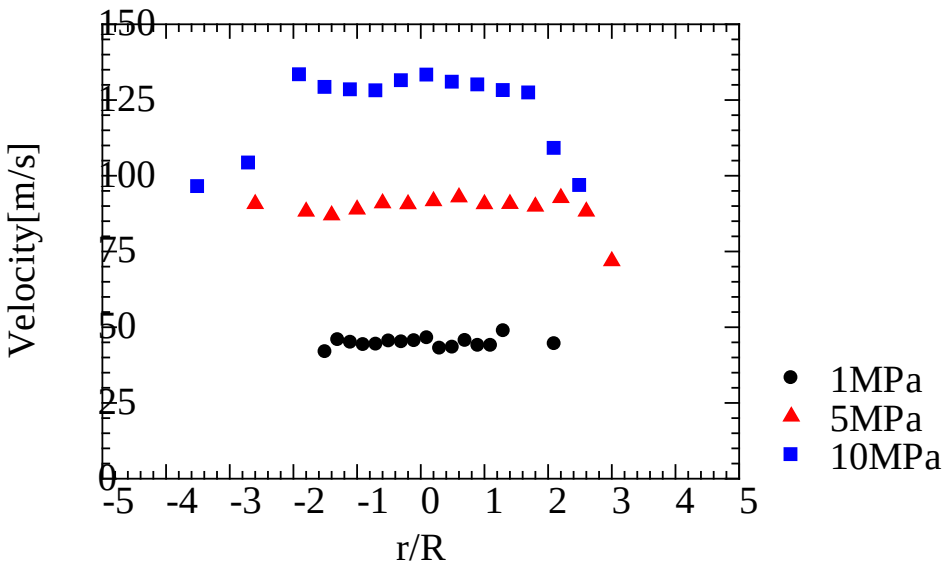


Fig. 3.25 The measurement result of the velocity distribution in the radial direction of a water jet
（Influence of pressures of nozzle exit）
(Pressure is 1, 5 and 10MPa; nozzle distance is 100D (250mm))

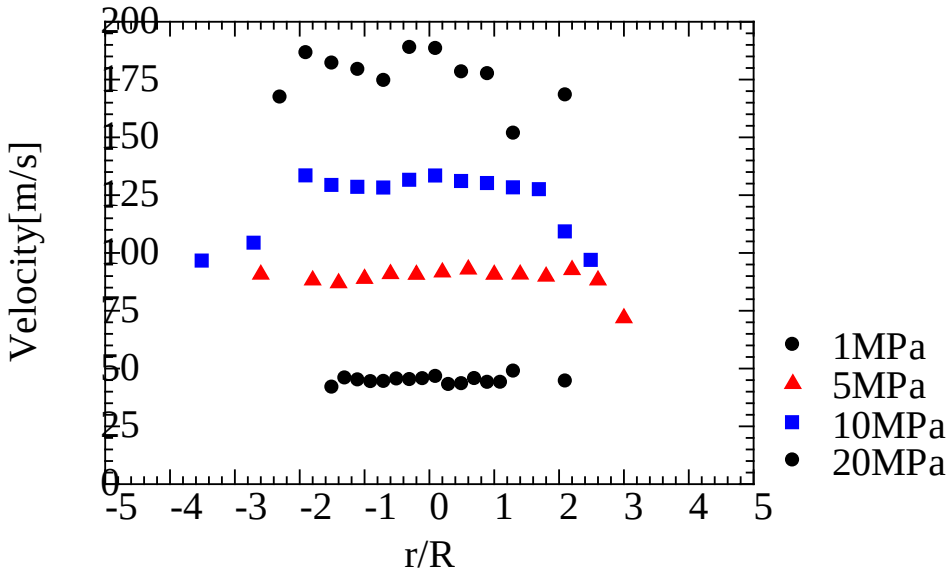


Fig. 3.26 The measurement result of the velocity distribution in the radial direction of a water jet

（Influence of pressures of nozzle exit）

(Pressure is 1, 5 and 10MPa; nozzle distance is 200D (500mm))

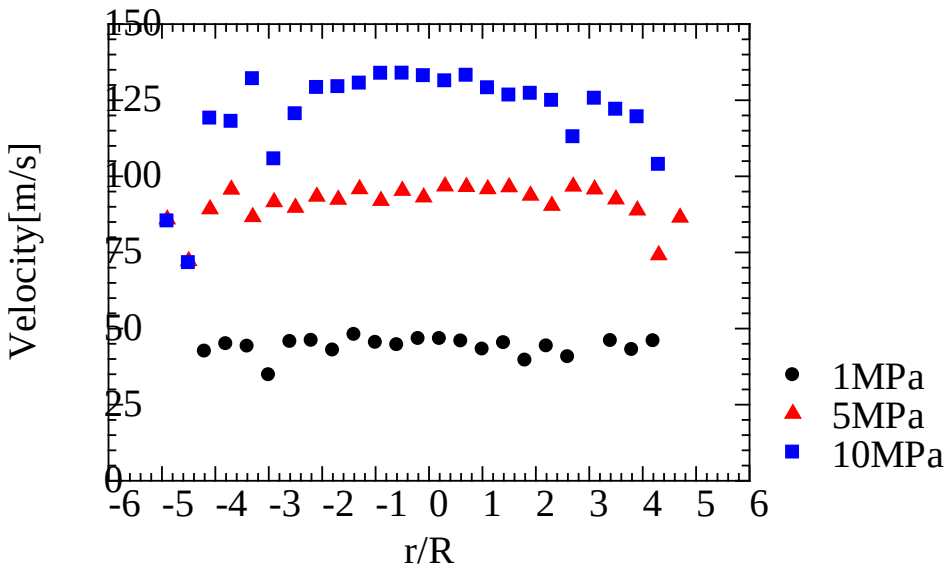


Fig. 3.27 The measurement result of the velocity distribution in the radial direction of a water jet

（Influence of pressures of nozzle exit）

(Pressure is 1, 5 and 10MPa; nozzle distance is 300D (750mm))

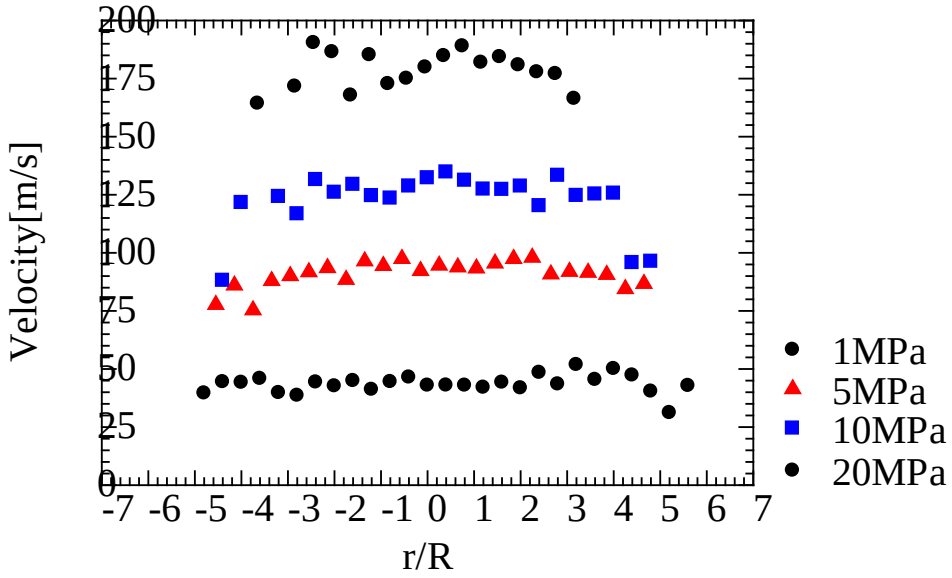


Fig. 3.28 The measurement result of the velocity distribution in the radial direction of a water jet

（Influence of pressures of nozzle exit）

(Pressure is 1, 5 and 10MPa; nozzle distance is 400D (1000mm))

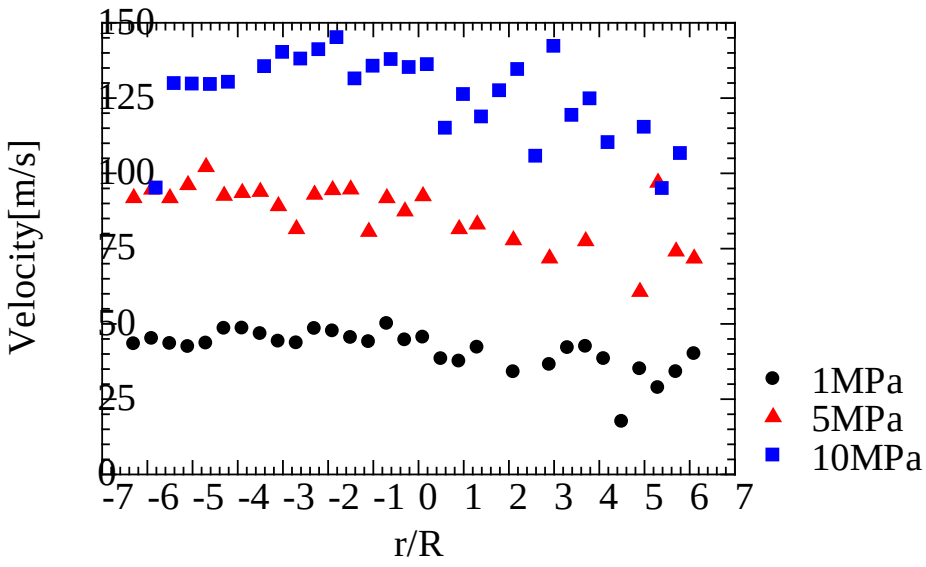


Fig. 3.29 The measurement result of the velocity distribution in the radial direction of a water jet

（Influence of pressures of nozzle exit）

(Pressure is 1, 5 and 10MPa; nozzle distance is 600D (1500mm))

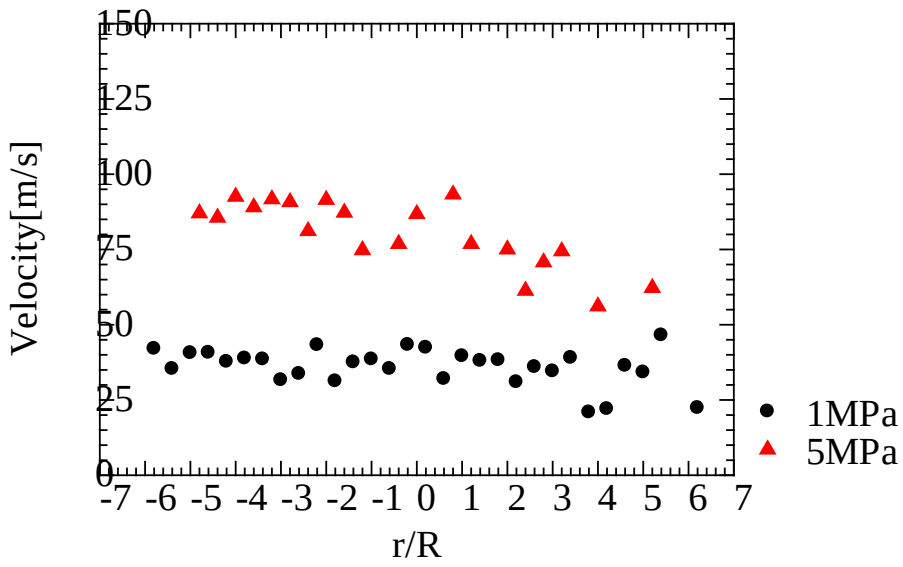


Fig. 3.30 The measurement result of the velocity distribution in the radial direction of a water jet

（Influence of pressures of nozzle exit）

(Pressure is 1 and 5MPa; nozzle distance is 800D (2000mm))

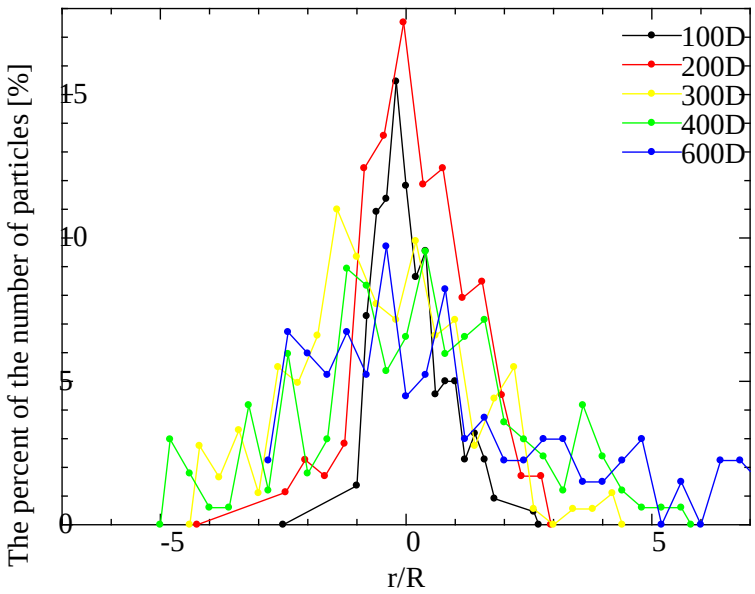


Fig. 3.31 Distribution of the measured particles numbers in the radial direction of a water jet (Pressure is 1MPa)

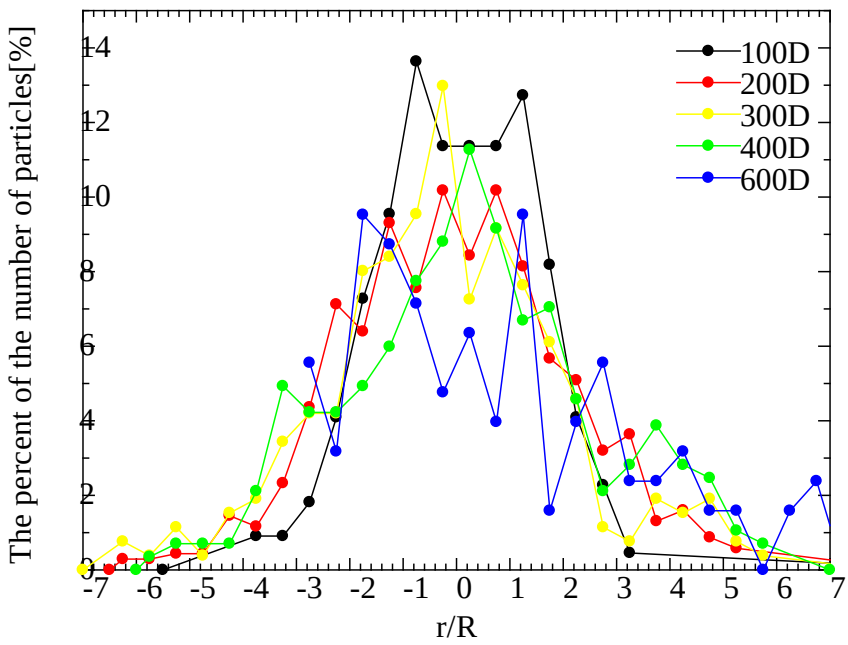


Fig. 3.32 Distribution of the measured particles numbers in the radial direction of a water jet (Pressure is 5MPa)

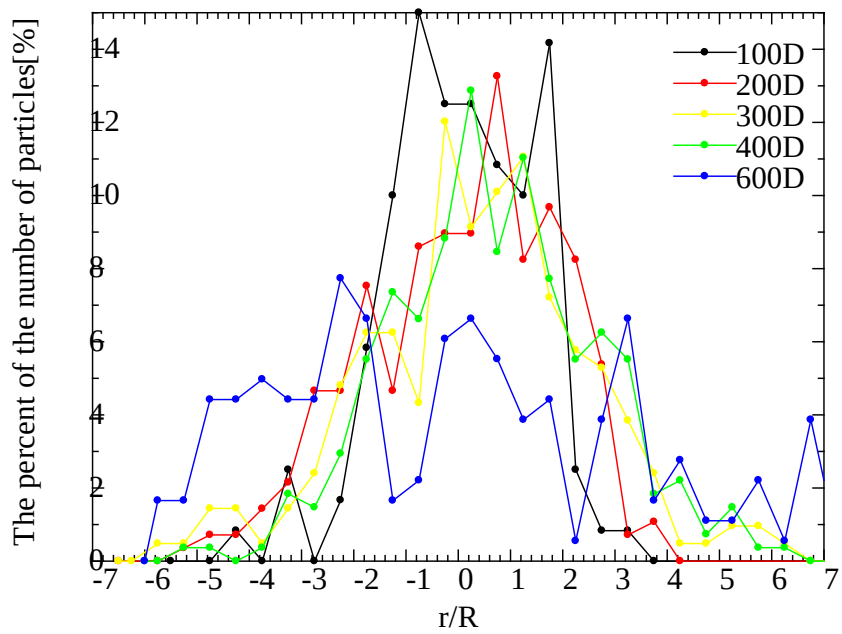


Fig. 3.33 Distribution of the measured particles numbers in the radial direction of a water jet (Pressure is 10MPa)

この結果より，各圧力でのジェットの各位置での速度プロファイルが示された．これらのグラフより次の事がわかる．まず，1MPa について考察する．全体的に粒子の速度にはばらつきがあり，100D では 35～50m/s の間に約 90%が存在する．また，他の位置においても同様に 80%以上がその間に存在する．また，ノズルから距離が離れるほど速度のばらつきも大きくなる．ただし，今回の実験では各条件において連続画像を 200 セットずつ撮影したが，圧力やノズルからの位置により確認できる粒子の数が変わる．そのため，低圧下や 100D，200D などの比較的ノズル近傍地点では，ジェットの広がりも少なくジェットの液滴密度が大きいことから粒子も多く確認できる．よって，800D などでは大量のミストに覆われるために確認できる粒子の数も少ない．そのため，各データの信頼性は各データにより異なるが, データ数の少ない 800D について約 100 程度のサンプルデータが取れているので十分評価できるものと考えられる．1MPa ではノズルから離れるほど，ジェット径も広がっていく．Fig. 3.25～Fig. 3.30 より，半径方向に 0.5mm ずつ空間分解した平均流速を見ると，100D では 1MPa ではほぼ中心も外側も平均速度に差はなく速度分布は矩形の形になっている．200D でもほぼ同じ速度分布であり，300D になると各位置でのばらつきが大きくなる．400D，600D とさらに速度のばらつきが大きくなり，外側の粒子が比較的平均流速が小さくなる．800D ではかなり速度のばらつきが生じ，r/R が 4～7 の間では平均流速も低下している. Fig. 3.34 よりジェットはかなり広がっていることが確認できるが，今回使用した粒子は 20～50μm であり，粒子を鮮明に確認するためにはある程度の空間解像度が必要である．よって，20μm/pixel 程度の空間解像度は必要であるので，画像の撮影範囲は 17×17mm より拡大して撮影しなければならない．よって，600D，800D となるとジェットの全体は撮影できていないが，800D の断面流速分布のように, r/R が 4～7 の間で平均流速が低下しているので,

r/R が-7 以下でも同様に平均流速が低下していると考えられる. また, それは Fig. 3.14 のジェットの断面の粒子の存在割合のグラフでも確認できる. 600D では r/R の小さい領域と大きい領域の粒子割合が 0 に漸近することなく，途中で切れている．これはさらに粒子が画像外にも存在することがわかる．またこのグラフから 100D，200D では粒子の割合が中心に密集し，ジェットの外側の粒子割合は非常に小さい. しかし, 300D, 400D となると中心の粒子の割合が小さくなり，外側に粒子が広がり，粒子の存在範囲が半径方向に対して同割合に近づいていく．次に 5MPa について考察する．5MPa では 1MPa と同様に 80～100m/s の範囲に粒子の 80%以上が存在する．1MPa と同様に 600D，800D ではばらつきがかなり大きくなる．また，ジェット径も 1MPa 以上に広がり幅が大きくなっていく．Fig. 3.25～Fig. 3.30 の断面の平均流速の分布を見ると，5MPa でも外側と中心側の平均流速の差はあまりなく，ほぼ矩形の分布になっている．また，400D，600D から平均流速のばらつきが大きくなる．800D ではかなりばらつきがあり，r/R の大きい領域ではかなり遅くなっている. 粒子の割合も 1MPa と同様に比較的ノズル近傍の位置では中心に粒子が密集し，外側の粒子の割合はかなり小さい．ノズルからの距離が進むほどに中心の粒子の割合が小さくなり外側の粒子の割合が大きくなる．600D ではかなり粒子は分散されている．これはジェットが連続流から，ジェットの外側から界面波が発生し崩れていく．そして，ジェットの中心も連続流から液滴流に遷移していく．600D ではほぼ液滴流になっているので, 粒子がかなり分散していると考えられる. 次に 10MPa について考察する．10MPa では 5MPa とほぼ同様の速度分布になっている．115～140m/s の範囲に粒子の約 80%以上が存在する．しかし，600D ではより低圧（1MPa，5MPa）より粒子の速度のばらつきが大きくなり, 低速領域もかなり粒子が存在する．また，断面の平均流速分布を見ると，10MPa では 1MPa，5MPa よりも，どの位置にお

いてもばらつきが大きくなっている．また，100D，200D では 1MPa では外側の平均流速はほとんど中心と同じだが，10MPa では低くなっている．300D，400D では放物線上の流速分布になり，600D ではかなりばらつきが大きい分布になっている．20MPa ではジェットの噴霧の激しさのため，光学レンズとカメラをジェットに近づけると濡れるため，近づける距離が限られている．よって，20MPa はデータ数がかなり限られている．しかし，低圧下と同様の傾向がある．10MPa よりもさらにばらつきは大きくなっている．

次に，ノズル出口からの平均流速の減衰について考察する．噴射実験の状況を Fig. 3.34 に，ジェットの噴射方向の平均流速の分布について Fig. 3.35 示す. 横軸はノズル出口からの距離 z[mm]にノズル径 D[mm]で無次元化したものを，縦軸に速度を示す．また，グラフ中の平均流速は Fig. 3.25～Fig. 3.30 のジェットの断面を分割し，平均化したものをさらに平均化したものである．平均にあたっては半径方向距離 r が 0.4mm 間隔のデータを平均した（但，1MPa の 100D,200D については 0.2mm 間隔で平均）.

Fig. 3.34 The picture of a flow of the water jet in the experiment

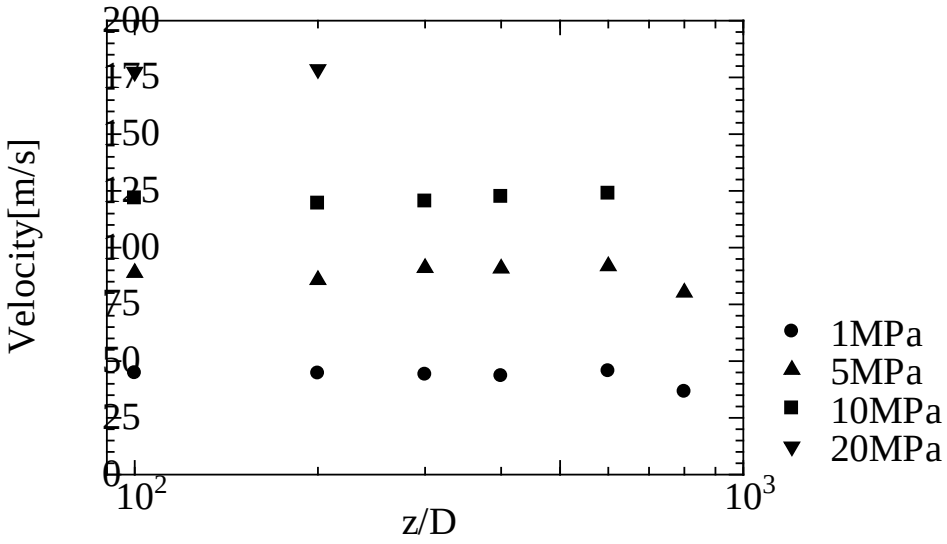


Fig. 3.35　The velocity change of the water jet in a flow direction

Fig. 3.35 で示した様に，平均速度の値は，ノズル出口圧力からベルヌーイの定理を用いて求めた速度に近い値を示しており，測定結果は妥当なものであると考えられる．Fig. 3.35 より，600D ではほぼジェットの平均流速は減衰していないことがわかる. これらはどの圧力に対しても同様のことが言える. また, 1MPa, 5MPa では 800D で急激に流速が減衰している．よって，今回の結果より 600D ～800D で流速が減衰し，衝撃圧も低くなり，ウォータージェットの切削効率は落ちていくと考えられる.

ここでの実験はノズル出口径が 2.5mm の場合について行った．実際の地盤改良に用いられるノズル出口径は 2mm から 6mm である．経験的にはノズル出口径がこの範囲で変化しても，ジェットの構造はほぼ同様であることが知られており，ジェットの切削距離もノズル径にほぼ比例していることが知られている.

従ってここで得られた流動構造は近似的に他のノズル径に対しても適用出来ると考えられる．

また，本研究においてジェットの切削能力が維持されるのは 400*D* 程度となる結果が得られた．地盤改良に際しては噴射管から斜めあるいは垂直にジェットを噴射し回転させて円柱状に掘削しコンクリートを流し込む．本研究で用いた 2.5mm の出口ノズル径の場合には 400*D* の切削距離は約 1m であるので，半径 1m（直径 2m）の改良体（円柱状のコンクリート）が作成できる．現在用いられている地盤改良の改良体の直径は 2m から 5m 程度であるので，ここでの結果は実際の地盤改良工事の実績とも整合性を持ったものとなっている．

ここでの研究結果はより高圧，大流量，大口径のノズルを開発する際や複数のジェットを組み合わせてより高性能な切削装置を開発する場合に設計の基礎的な知見として役立てることができると考えられる．

3.4　界面波の速度計測

3.3 節では PTV-LIF 法によるジェットの内部の速度分布測定結果を示した．これらの結果よりどの圧力に対してもノズル出口直後では 100D（250mm）の平均流速よりも遅くなる．この原因は表面波の加速にあると考えられる．ノズル内ではノズル壁面の速度は理論上 0 である．ノズルから大気開放されジェットは噴射され，ノズル壁面では中心のジェットによって加速される．0D の測定範囲内では，ジェット外側の流体が加速しきらず，流速が遅くなり，100D では完全に加速しているために平均流速が 0D では遅くなると考えられる．これを検証する．光源としてハロゲンランプを使用し，バックライトにより撮影する．レーザーはジェットを透過するが，ハロゲン光ではジェットの光を透過しない．よって，ジェットの表面のみ可視化できる．これを PIV によって速度計測する事

によって，表面波の速度が計測できる．

Fig. 3.36 は，噴出圧力が 1MPa の場合の，ノズル出口直後から 100mm までの界面波の流れ方向の速度分布である．横軸はノズル出口からの距離 z [mm] をノズル径 D[mm]で無次元化したものを，縦軸は界面波の速度を示す．同様に Fig. 3.37 は 5MPa を，Fig. 3.38 は 10MPa のものを示す．これらは，PIV によって求めた速度に対して，ノズル出口距離から同じ距離の速度ベクトルの平均化をしたものを 1 プロットとしたものを 0mm～1mm でプロットし，1mm 以降は 2mm 間隔で平均化したものをプロットしたものである．1MPa ではノズル出口直後は若干速度が低くなっているが, すぐに加速する. その後緩やかに加速して, 30D, 40D 付近ではほぼ定速に達する．5MPa では約 2D（5mm）までに急激に加速する．その後，速度は緩やかに上昇していく．30D，40D ではほぼ定速に達し，加速はしていない．10MPa では急激な加速は見られず，緩やかに加速していく．そして，1MPa，5MPa と同様に 30D，40D では定速に達する．これらの結果より，圧力が 10MPa までの結果に対して表面波は 30D，40D にはほとんど加速しないことがわかった．

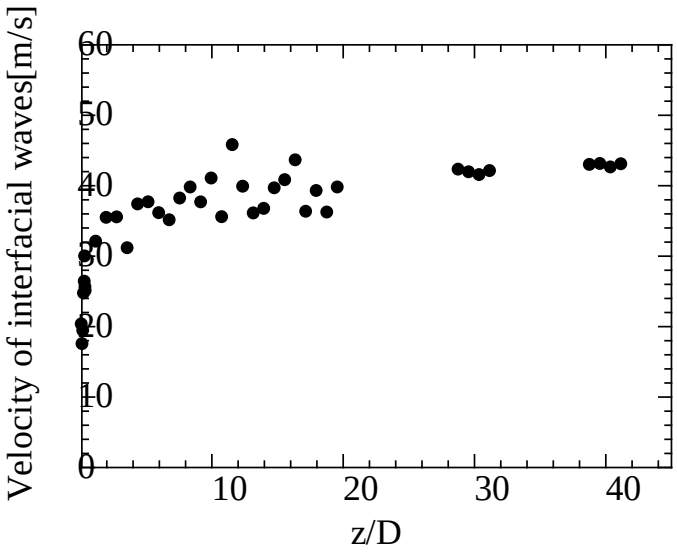


Fig. 3.36　Change of the interfacial velocity of a water jet

(Water pressure is 1MPa)

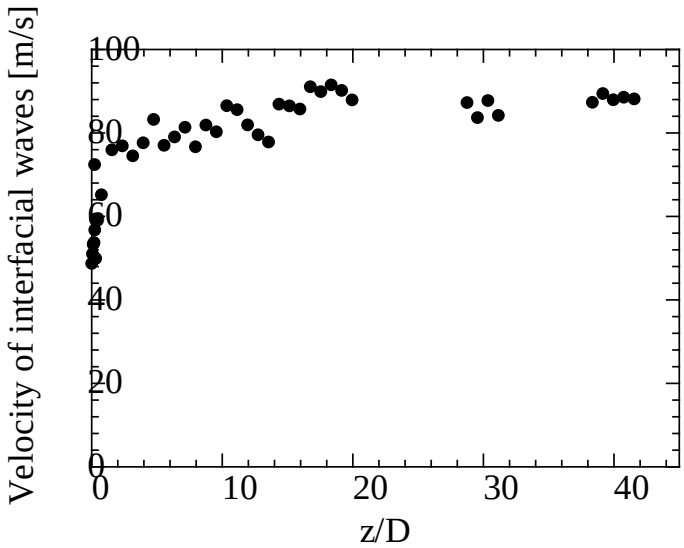


Fig. 3.37 Change of the interfacial velocity of a water jet
(Water pressure is 5MPa)

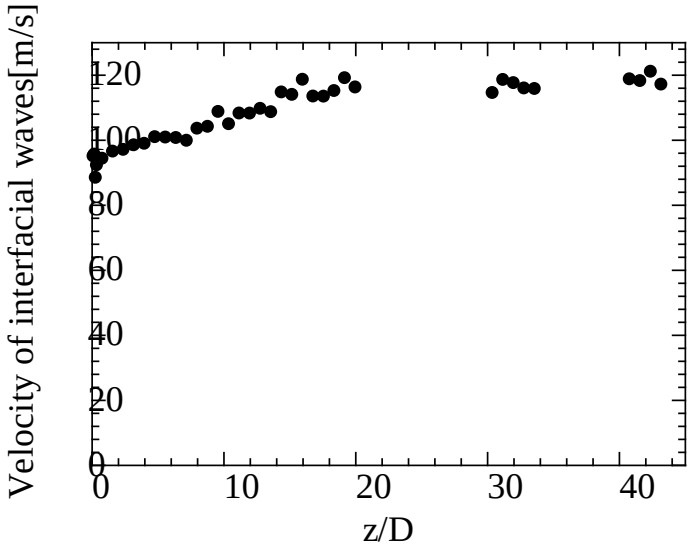


Fig. 3.38 Change of the interfacial velocity of a water jet
(Water pressure is 10MPa)

3.5　レーザーCT 法による透過率分布の測定結果

レーザーCT法によって得られた高速ウォータージェットにおける透過率分布をFig. 3.39～Fig. 3.44 に示す．グラフの横軸はジェットの測定位置の半径方向への移動距離をノズル半径R_1=1.25mmで除して無次元化したもので，縦軸はその点におけるジェットの透過率を示す．測定条件は，レーザー出力 30mW，測定サンプル数 1,000,000 回/sec，測定時間は 1sec，フォトディテクタによるレーザー光検出出力閾値は 2.5Vとした．ジェット半径方向への最大移動可能距離は140mmで，測定開始点はジェットの中心のわずかに下に設定し，その断面における全ての測定を終えてから得られたデータの最小値を，高さ方向への移動距離h＝0 であるとした．測定は，得られた透過率の値が小数第 3 位を四捨五入して 1.0 になる場所で終了する．それ以降の高さ（ジェット外周部）での透過率は1.0，つまり液滴が存在しない空気流であるとみなす．

ノズル出口からの距離zが 50D_1，100 D_1，200 D_1，300 D_1，400 D_1，500 D_1（D_1 = 2.5mm）の場所において，ポンプの圧力P_{inj}を 2，5，10，15，25，32MPaの条件でそれぞれ測定を行った．信号処理にはNATIONAL INSTRUMENTS社のLabVIEWを使用した．

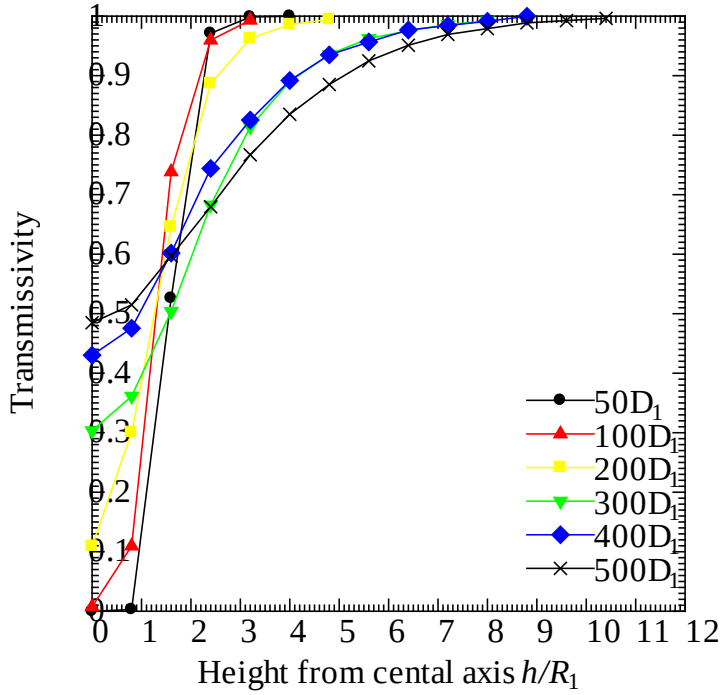


Fig. 3.39 Measured transmissivity of water jet (P_{inj}= 2MPa)

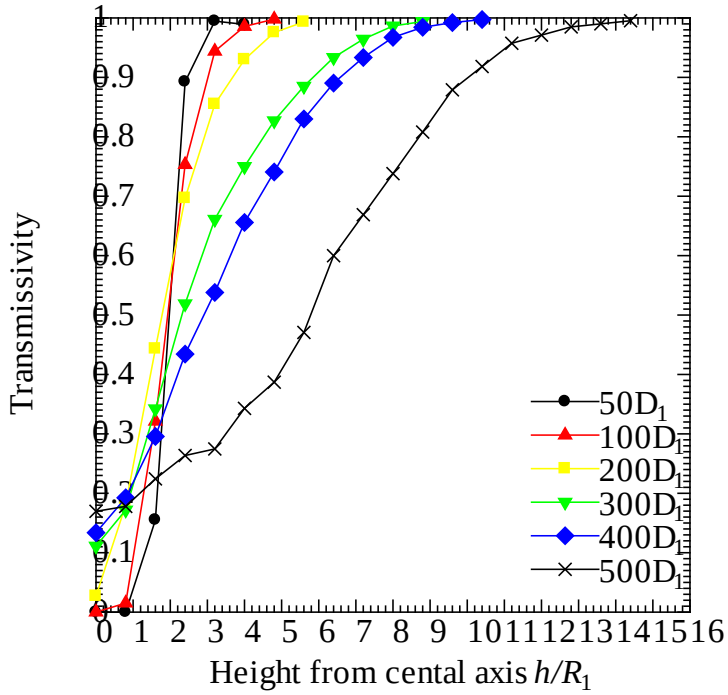


Fig. 3.40 Measured transmissivity of water jet (P_{inj}= 5MPa)

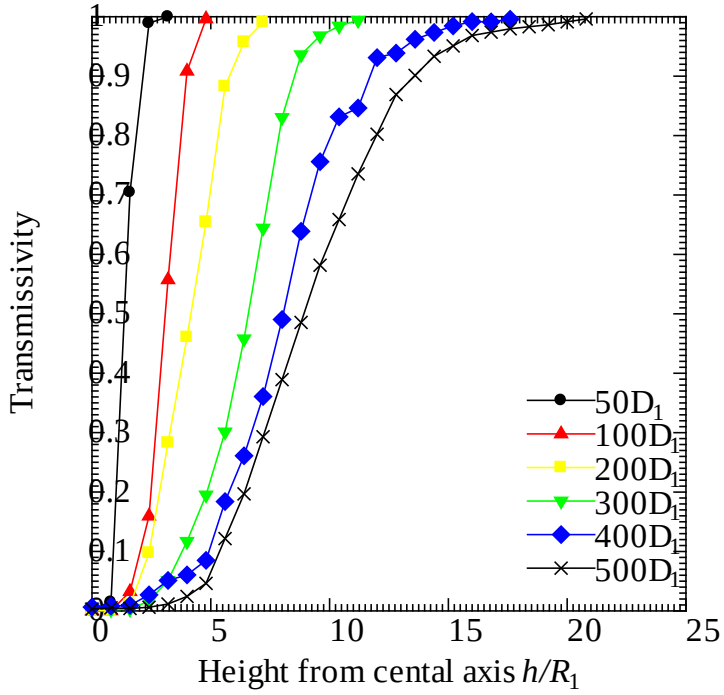


Fig. 3.41 Measured transmissivity of water jet (P_{inj}= 10MPa)

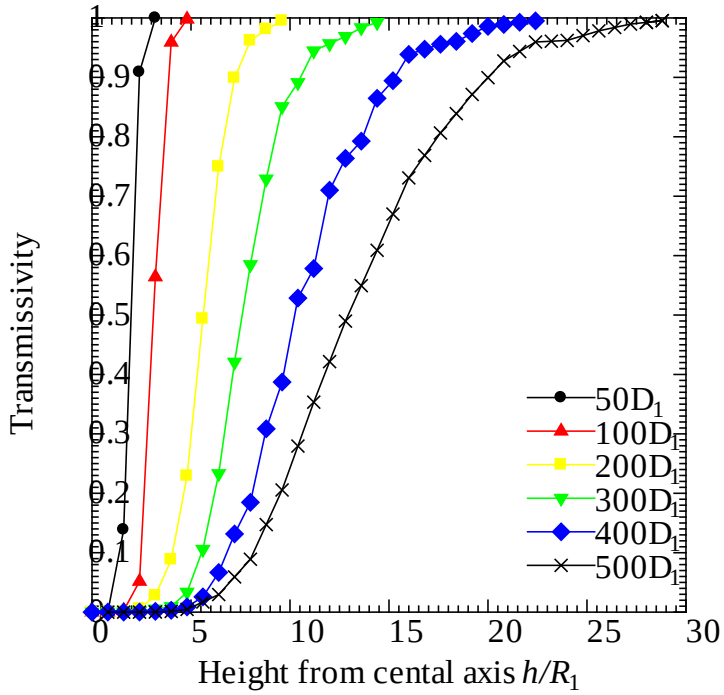


Fig. 3.42 Measured transmissivity of water jet (P_{inj}= 15MPa)

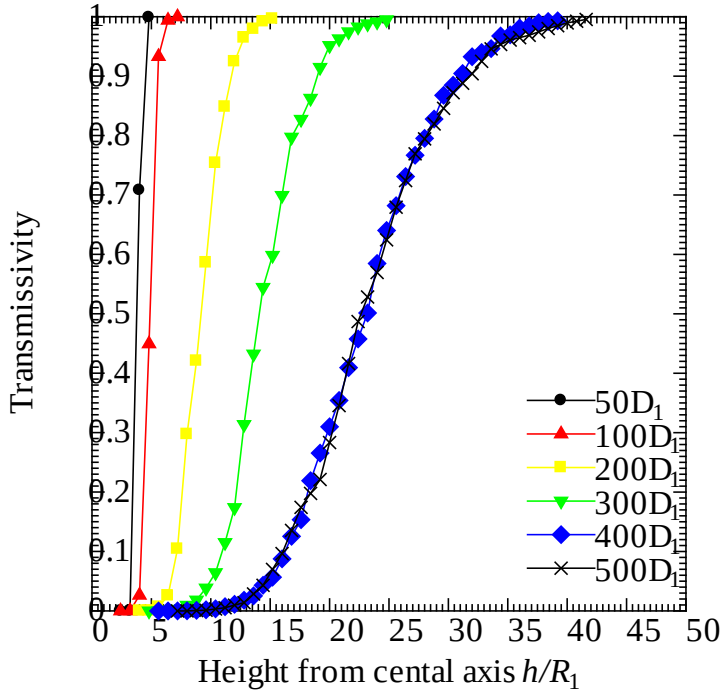


Fig. 3.43 Measured transmissivity of water jet (P_{inj}= 25MPa)

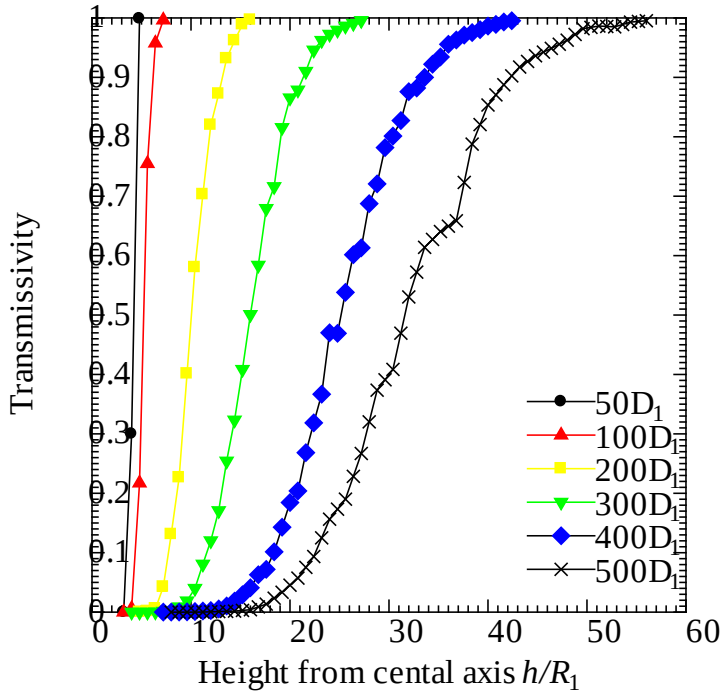


Fig. 3.44 Measured transmissivity of water jet (P_{inj}= 32MPa)

続いて，レーザーCT法によって計測された透過率から算出した局所透過率を示す(Fig. 3.45～Fig. 3.50). グラフの横軸はジェットの中心軸から半径方向への移動距離をノズル半径R=1.25mmで除して無次元化したもので，縦軸は測定位置における局所透過率を示す. ノズルからの距離zが, 50D_1, 100 D_1, 200 D_1, 300 D_1, 400 D_1，500 D_1（D_1 =2.5mm）の場所において，ポンプの圧力P_{inj}を 2，5，10，15，25，32MPaの条件で整理する．25MPaと 32MPaにおける透過率が 0 となる部位については，局所透過率を算出することができないので，その点における局所透過率は取り扱わないものとする．透過率から局所透過率の算出にはFORTRAN（Intel® Visual Fortran for 32-bit/x86-64bit development ）によって作成したプログラムを使用した.

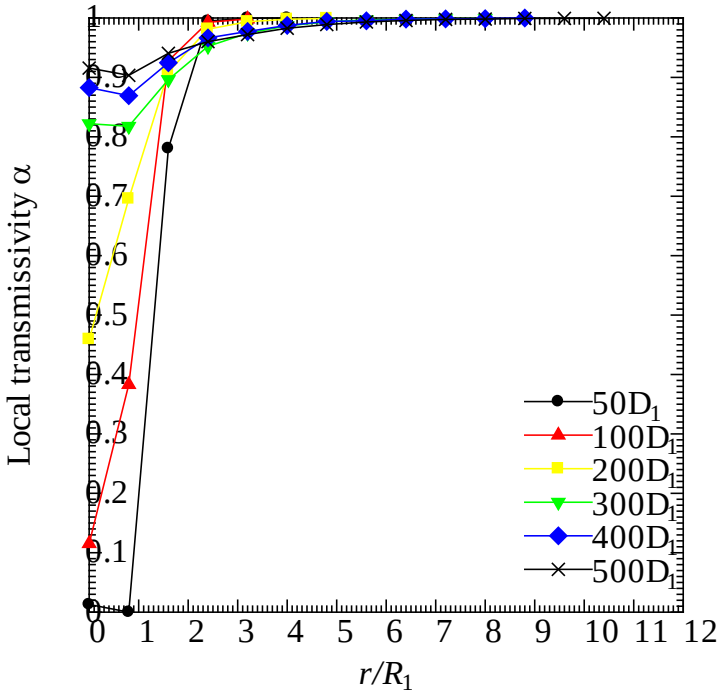


Fig. 3.45 Local transmissivity distribution of water jet calculated by CT method (P_{inj}= 2MPa)

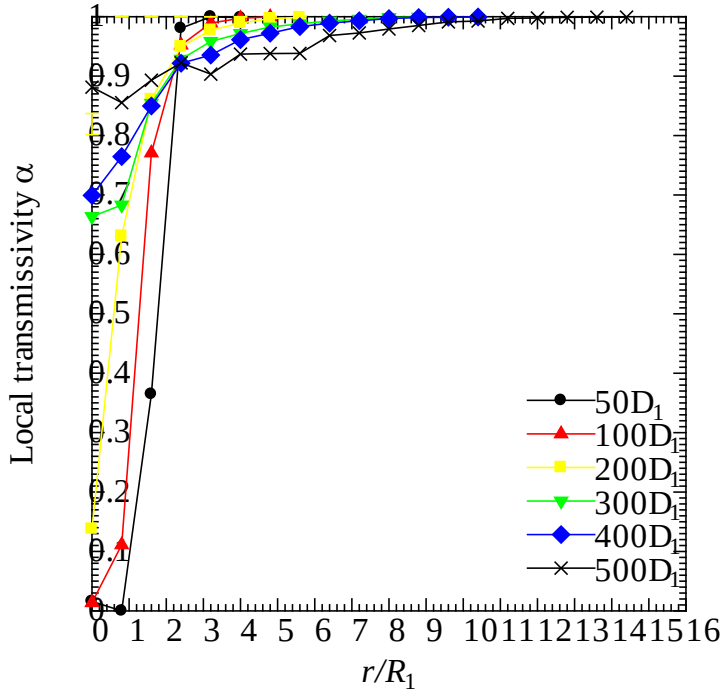


Fig. 3.46 Local transmissivity distribution of water jet calculated by CT method (P_{inj}= 5MPa)

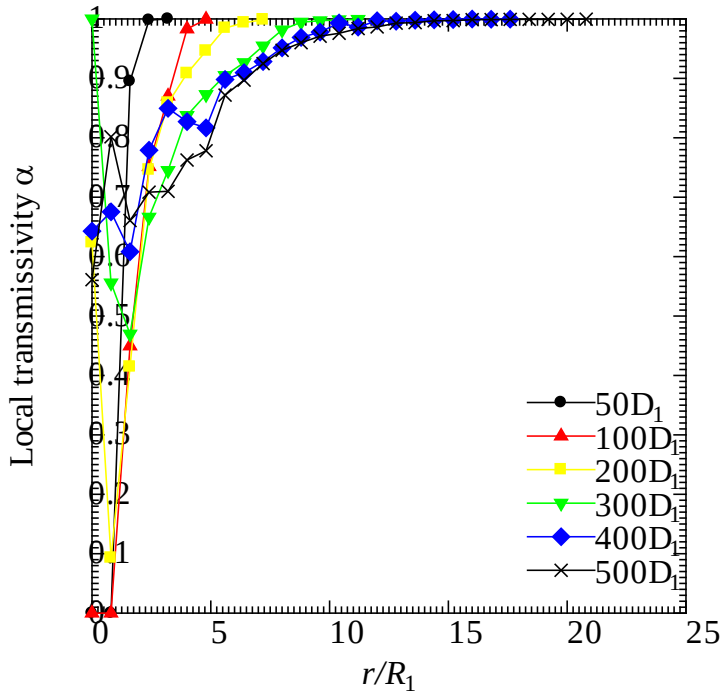


Fig. 3.47 Local transmissivity distribution of water jet calculated by CT method (P_{inj}= 10MPa)

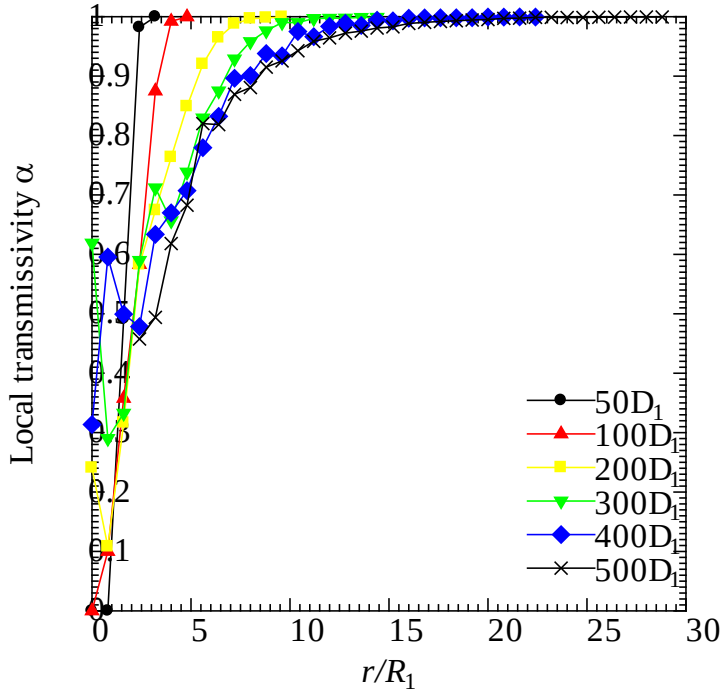


Fig. 3.48 Local transmissivity distribution of water jet calculated by CT method (P_{inj}= 15MPa)

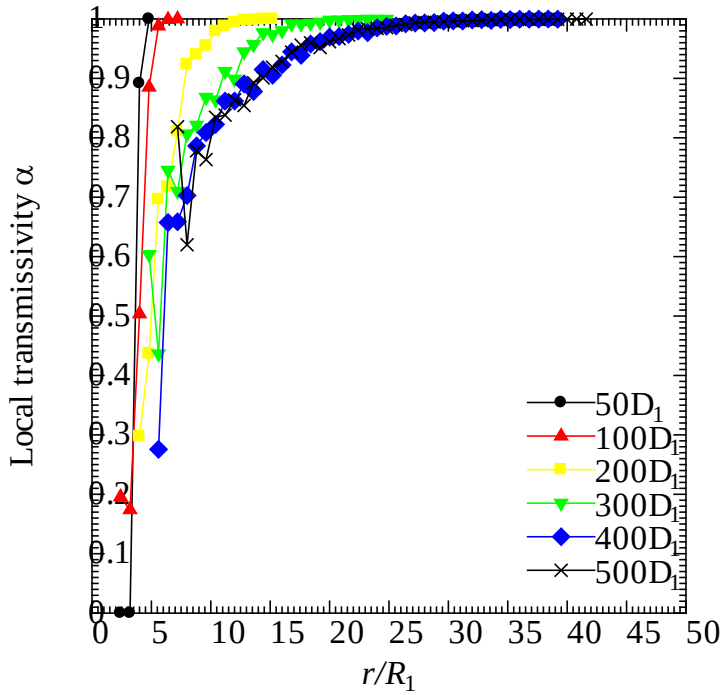


Fig. 3.49 Local transmissivity distribution of water jet calculated by CT method (P_{inj}= 25MPa)

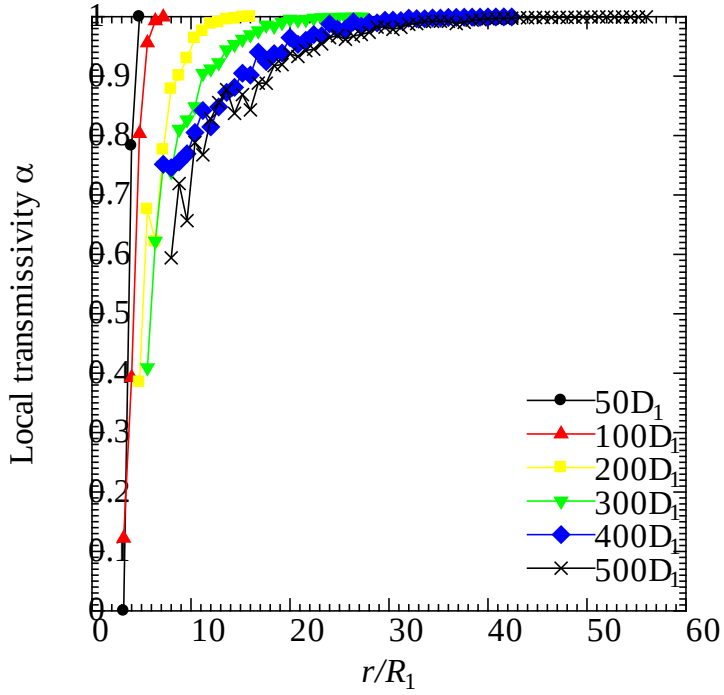
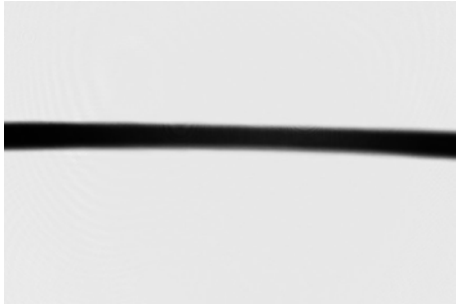


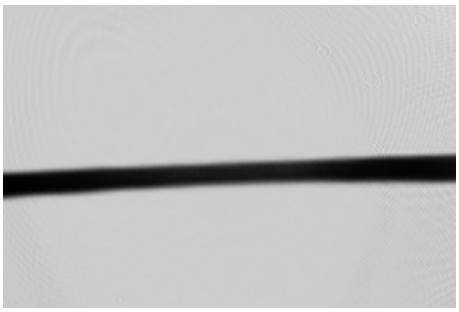
Fig. 3.50 Local transmissivity distribution of water jet calculated by CT method (P_{inj} = 32MPa)

3.7　レーザーシュリーレン法による透過率分布の測定結果

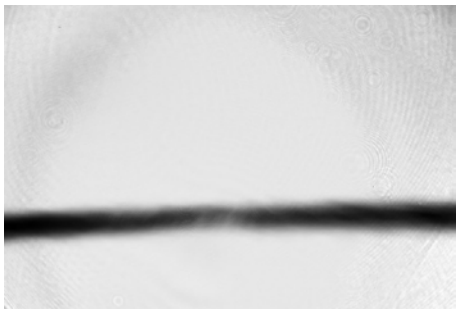
レーザーシュリーレン法によって計測された高速ウォータージェットのレーザー光の透過率画像をFig. 3.51～Fig. 3.60に示す. 測定条件はレーザー出力30mw, シャッタースピード1/8000秒, 測定枚数100枚である. ノズル径はD_2 =1.7mm, ノズルからの距離が（a）67mm,（b）150mm,（c）300mm,（d）450mm,（e）600mm,（f）750mm,（g）1,000mmの場所において, ポンプの圧力を 0, 2, 5, 10, 20MPaの条件でそれぞれ測定を行った. ただし, 20MPaの圧力条件において600mm以降は, ジェットの径の広がりがレンズによって拡大したレーザー光の幅を大きく超えてしまうため測定を行わない. なお, ノズル内部に整流機構を有していない通常のノズルと整流器を持つノズルの両方について測定を行い, それぞれにまとめて結果を示している.



（a） 67mm



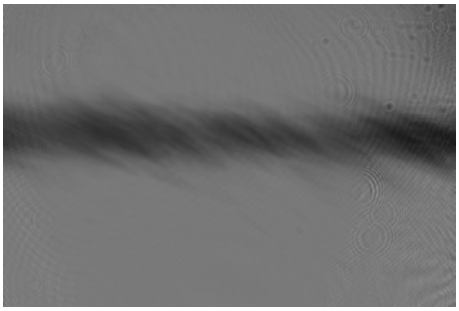
（b） 150mm



（c） 300mm

（d） 450mm

（e） 600mm

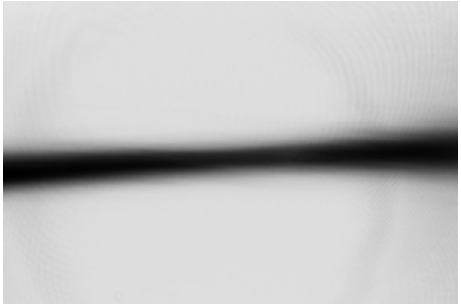


（f） 750mm

（g） 1,000mm

Fig. 3.51 Transmissivity by schlieren method （normal nozzle， 0MPa）

（a） 67mm



（b） 150mm

（c） 300mm

（d） 450mm

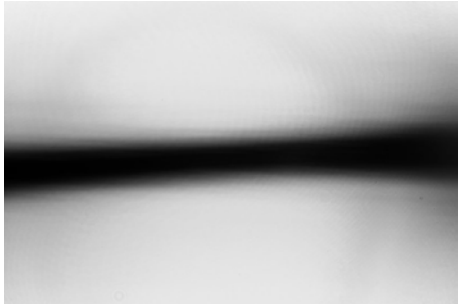
（e） 600mm

（f） 750mm

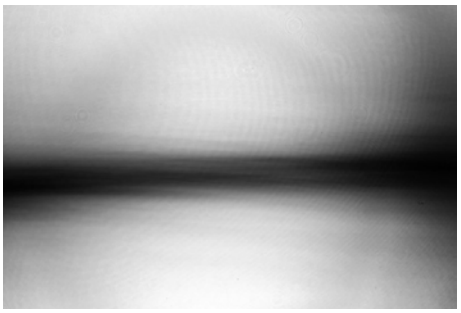
（g） 1,000mm

Fig. 3.52 Transmissivity by schlieren method （normal nozzle， 2MPa）

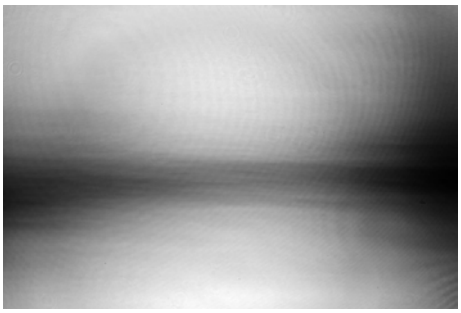
（a） 67mm



（b） 150mm

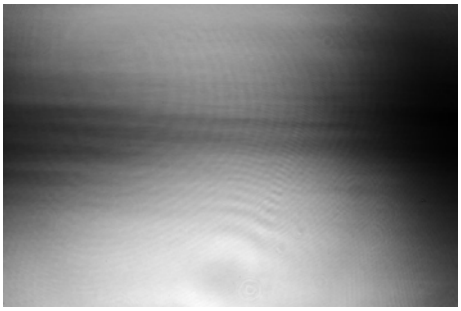


（c） 300mm

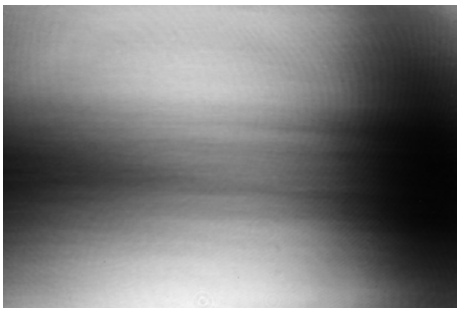


（d） 450mm

（e） 600mm

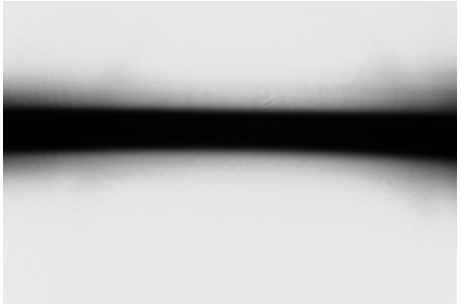


（f） 750mm

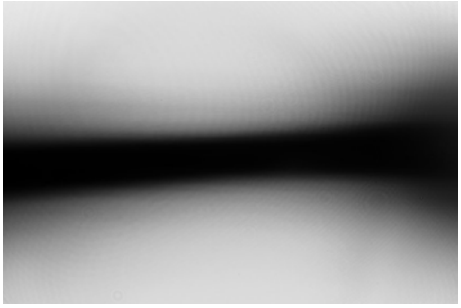


（g） 1,000mm

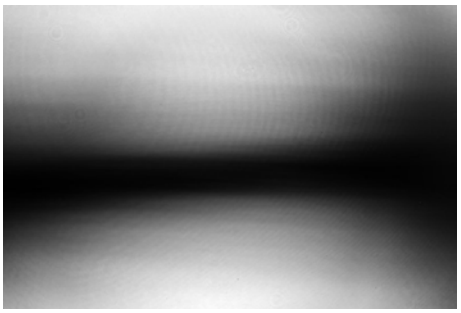
Fig. 3.53 Transmissivity by schlieren method （normal nozzle， 5MPa）



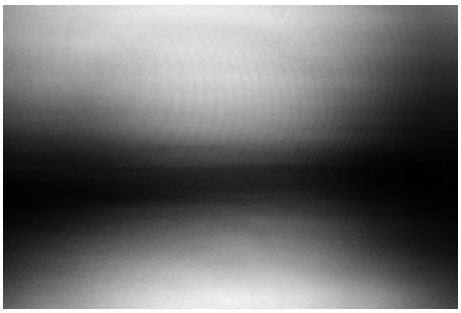
（a） 67mm



（b） 150mm

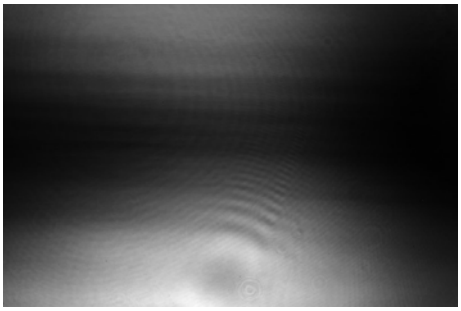


（c） 300mm

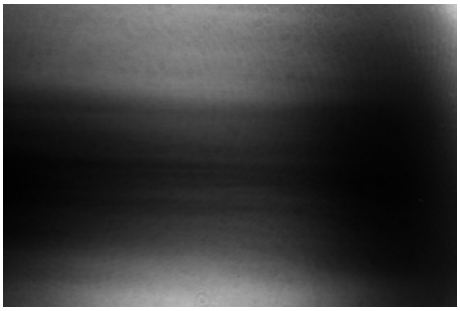


（d） 450mm

（e） 600mm



（f） 750mm

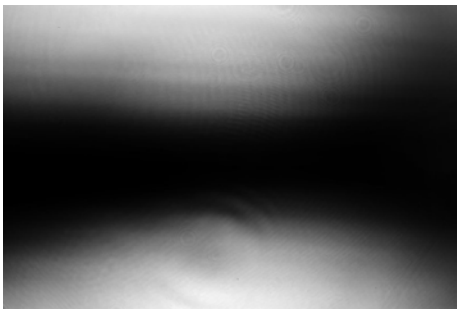


（g） 1,000mm

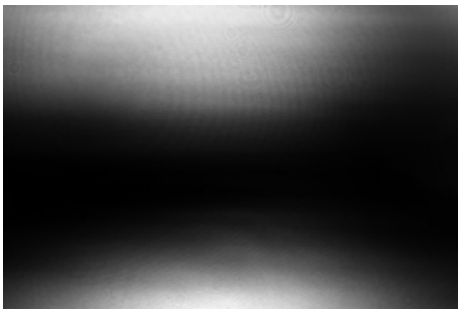
Fig. 3.54 Transmissivity by schlieren method （normal nozzle， 10MPa）

（a） 67mm

（b） 150mm

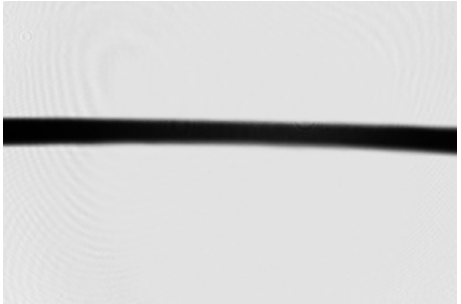


（c） 300mm



（d） 450mm

Fig. 3.55 Transmissivity by schlieren method （normal nozzle， 20MPa）

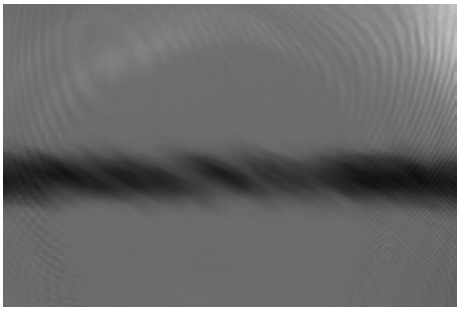


（a） 67mm

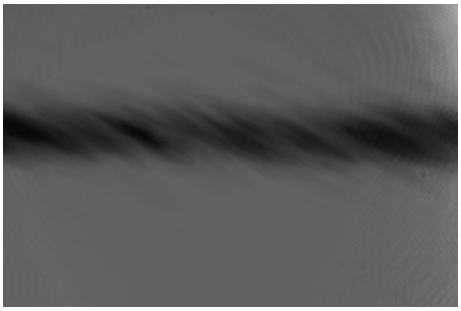
（b） 150mm

（c） 300mm

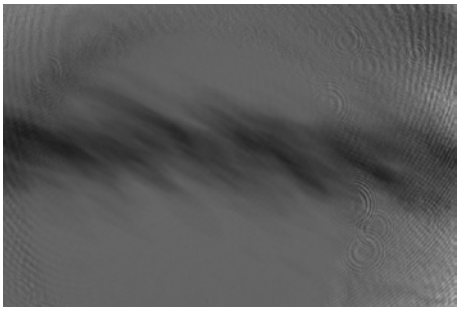
（d） 450mm



（e） 600mm



（f） 750mm



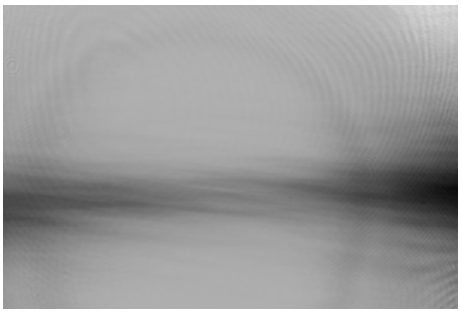
（g） 1,000mm

Fig. 3.56 Transmissivity by schlieren method
（nozzle with flow conditioner， 0MPa）

（a） 67mm

（b） 150mm

（c） 300mm



（d） 450mm

（e） 600mm

（f） 750mm

（g） 1000mm

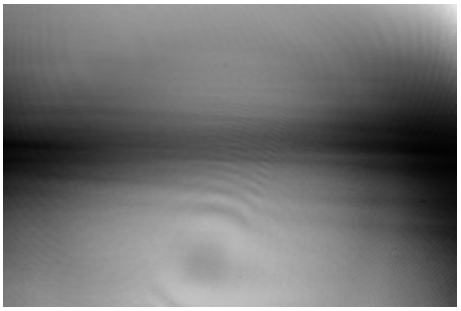
Fig. 3.57 Transmissivity by schlieren method
（nozzle with flow conditioner， 2MPa）

（a） 67mm

（b） 150mm

（c） 300mm

（d） 450mm



（e） 600mm

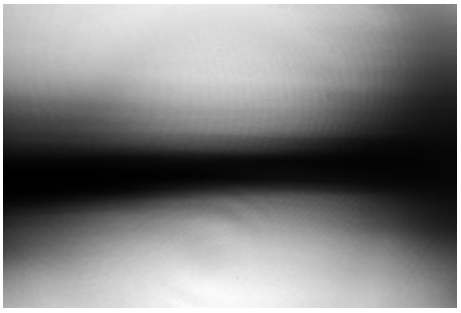
（f） 750mm

（g） 1000mm

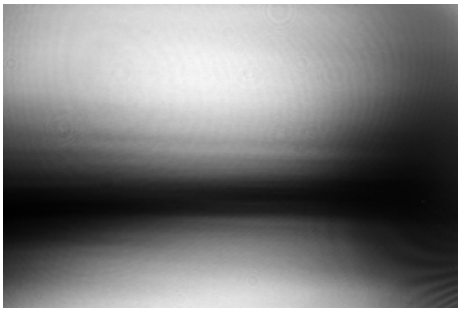
Fig. 3.58 Transmissivity by schlieren method
（nozzle with flow conditioner， 5MPa）

（a） 67mm

（b） 150mm

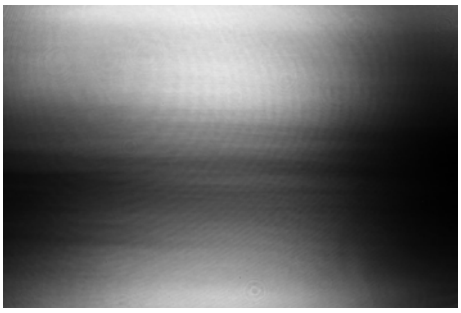


（c） 300mm

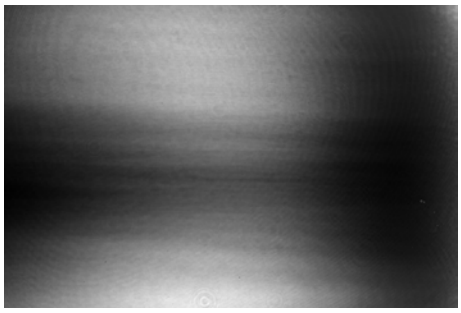


（d） 450mm

（e） 600mm

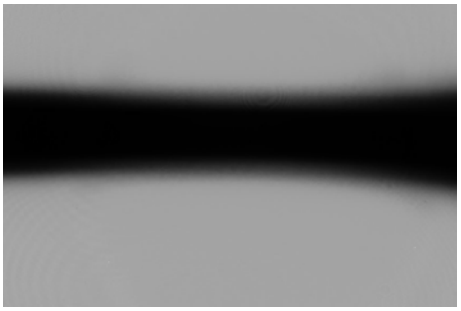


（f） 750mm

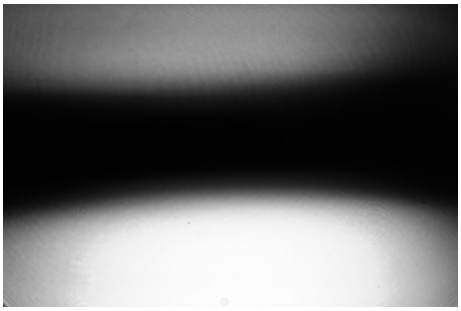


（g） 1000mm

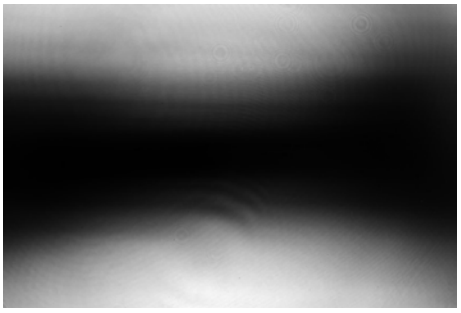
Fig. 3.59 Transmissivity by schlieren method
（nozzle with flow conditioner， 10MPa）



（a）67mm



（b）150mm



（c）300mm

（d）450mm

Fig. 3.60 Transmissivity by schlieren method
（nozzle with flow conditioner，20MPa）

これらの結果より以下に述べる特徴が観測される．ノズル出口からの距離が大きくなるに伴い，徐々にジェット径が拡大しレーザー光の透過が増える．吐出圧が大きくなるとジェット径は拡大し，ノズル出口からの距離の増加に伴うジェット径の拡大も急速に進むことがわかる．ジェットの流動構造については，低圧条件について 0MPa の場合は 450mm 付近で, 2MPa であれば 300mm 付近でジェットが連続流から液滴流に変化していることがわかる．高圧条件ではジェットの中心に近い部分に存在するコア部と，ジェットの半径方向に進むにつれて液滴の密度が徐々に低下していく様子が確認できる．ここで主に低圧部において透過率画像全体に対して強くエッジが掛かっていることが確認されるが，

これは解析に用いたソフト ImageJ の画像表示機能による影響であり，抽出する数値に影響はない．また透過率画像において，局所的に干渉縞が見られるがこれは測定装置に付着した液滴によるものであり，画像全体に見られる干渉縞はピンホール等実験装置による干渉縞であると考えられる．

さらに透過率画像より算出した透過率分布の結果をFig. 3.61～Fig. 3.70 に示す．グラフの横軸はジェットの測定位置の半径方向への移動距離をノズル半径 R_2=0.85mmで除して次元化したもので，縦軸はその点におけるジェットの透過率を示す．ノズルからの距離が (a) 67mm，(b) 150mm，(c) 300mm，(d) 450mm，(e) 600mm，(f) 750mm，(g) 1,000mmの場所において，ポンプの圧力を 0，2，5，10，20MPaの圧力条件ごとに一つのグラフにまとめて示す．なお透過率画像と同様に，ノズル内部に整流機構を有していない通常のノズルと整流器を持つノズルの両方について測定を行い，これら両方の結果を示している．

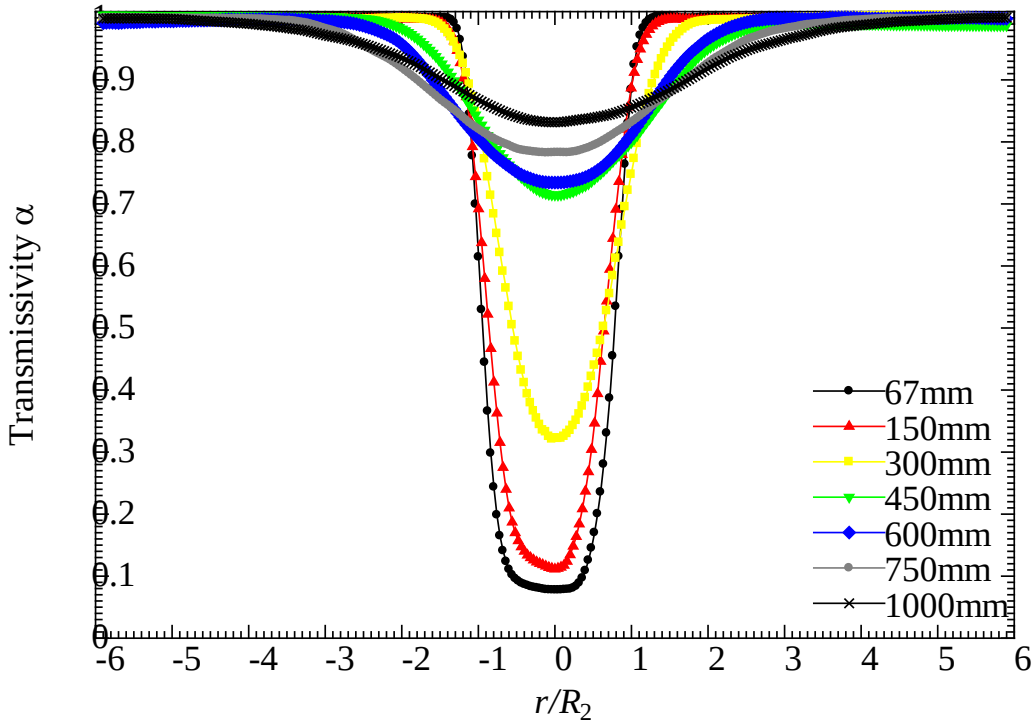


Fig. 3.61 Transmissivity distribution measured by schlieren method
（normal nozzle， 0MPa）

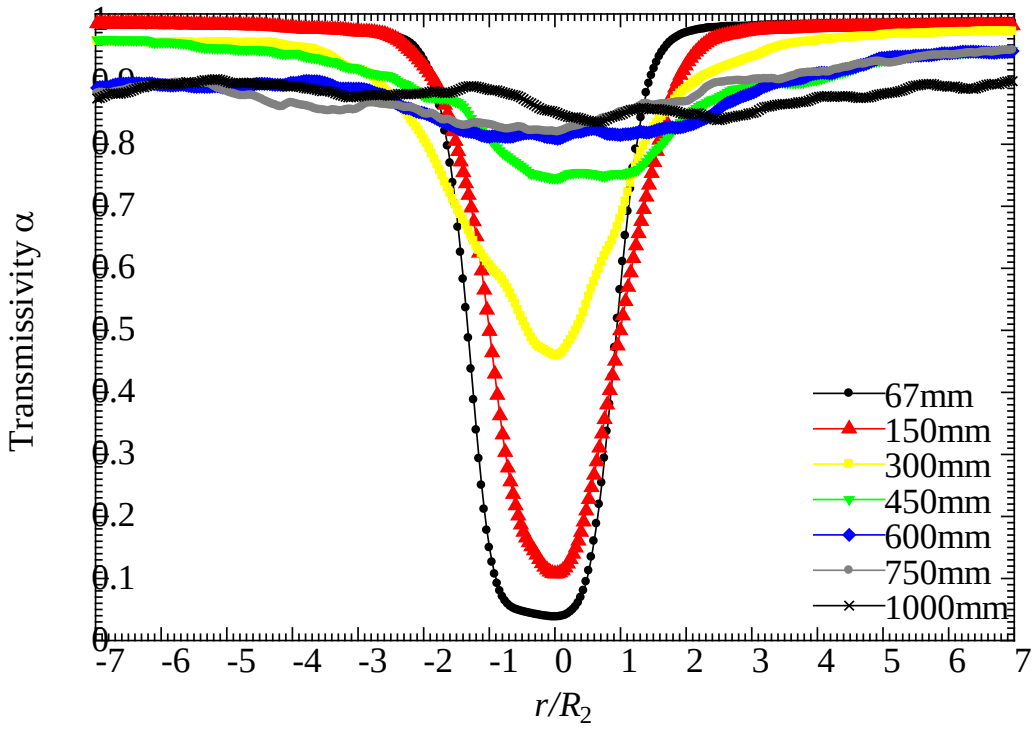


Fig. 3.62 Transmissivity distribution measured by schlieren method
（normal nozzle， 2MPa）

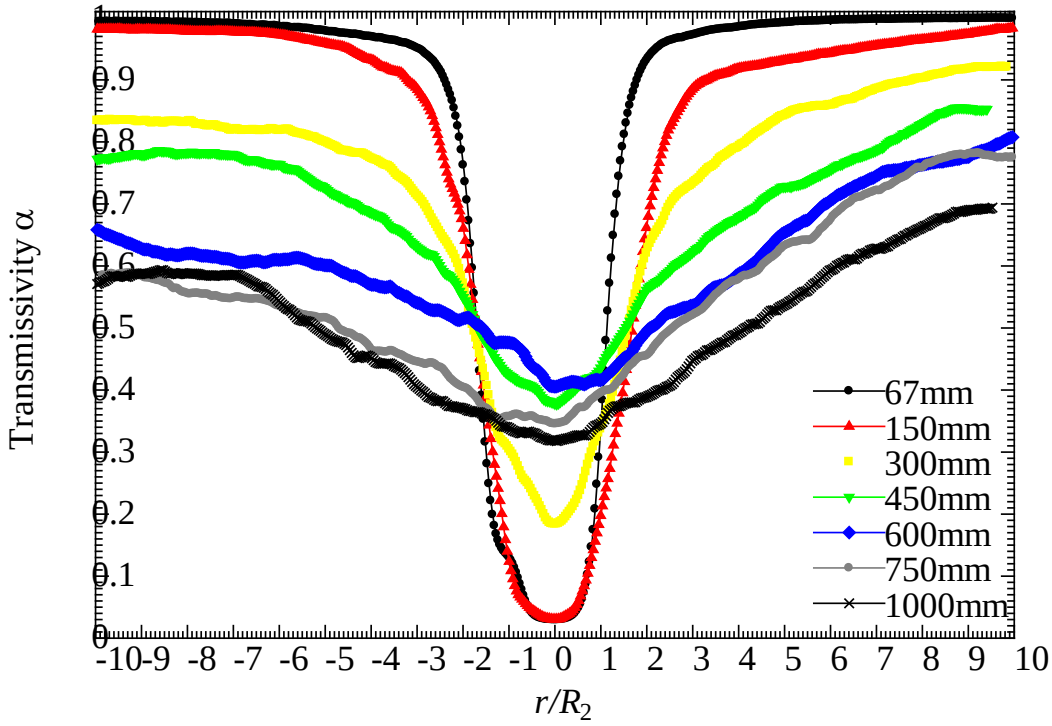


Fig. 3.63 Transmissivity distribution measured by schlieren method
（normal nozzle， 5MPa）

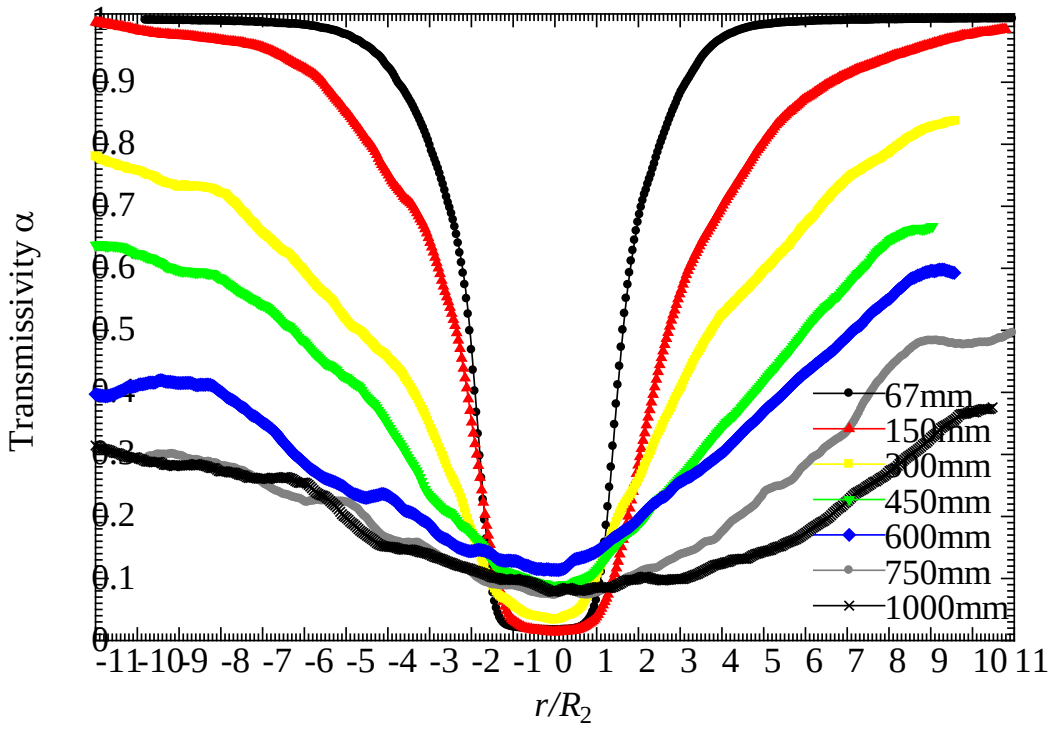


Fig. 3.64 Transmissivity distribution measured by schlieren method
（normal nozzle， 10MPa）

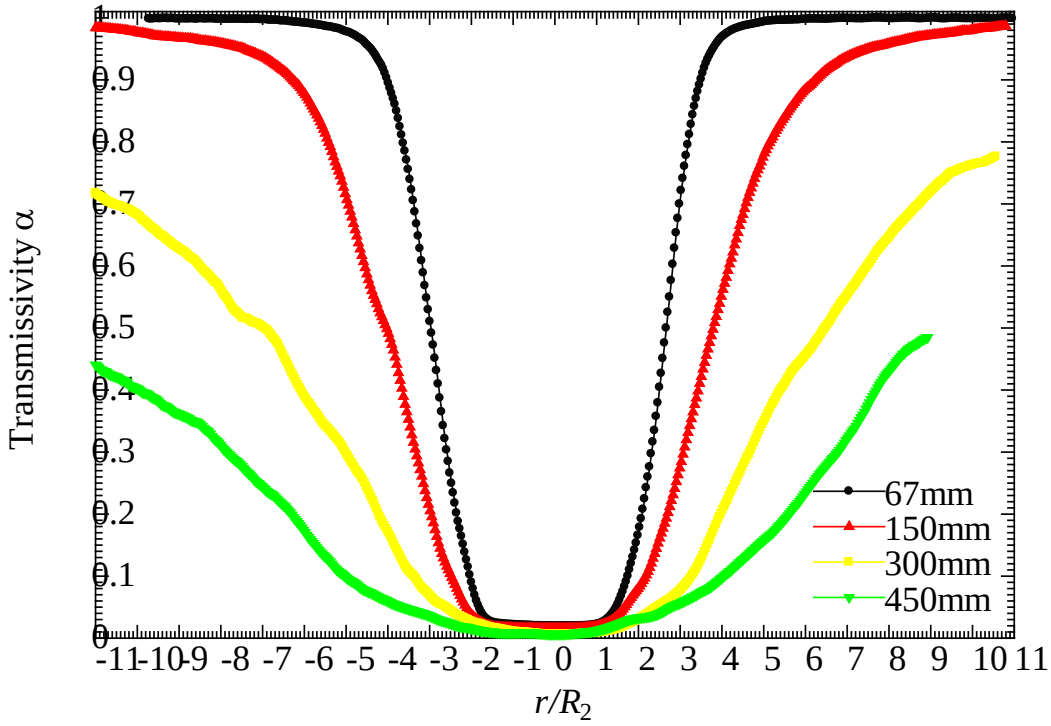


Fig. 3.65 Transmissivity distribution measured by schlieren method
（normal nozzle， 20MPa）

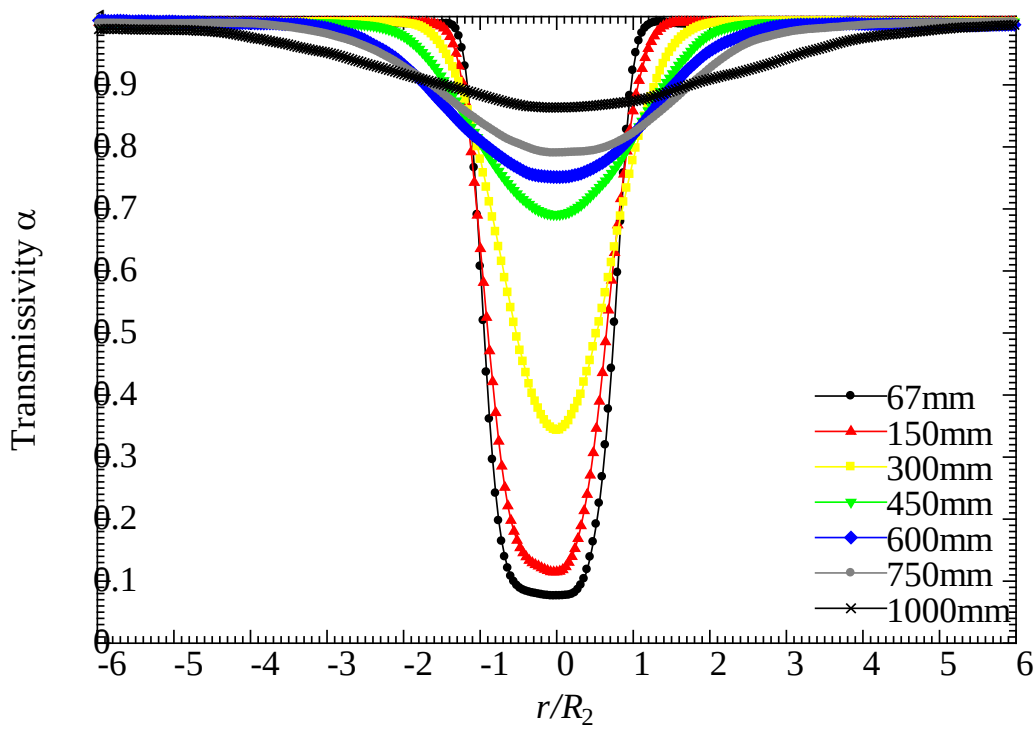


Fig. 3.66 Transmissivity distribution measured by schlieren method
（nozzle with flow conditioner， 0MPa）

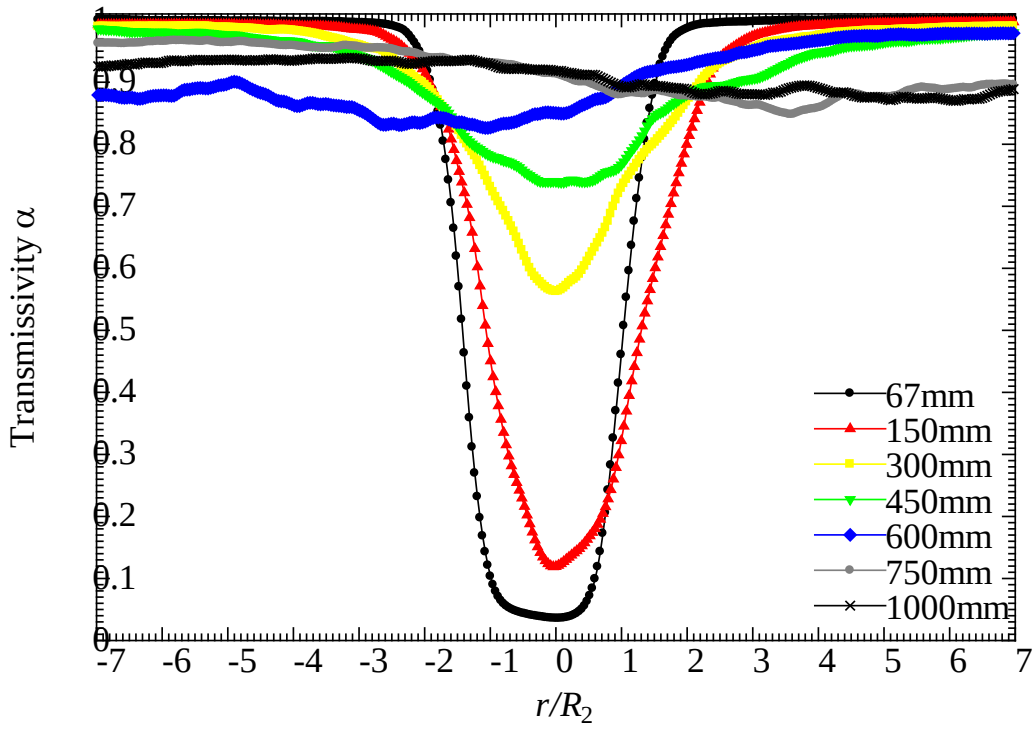


Fig. 3.67 Transmissivity distribution measured by schlieren method
（nozzle with flow conditioner， 2MPa）

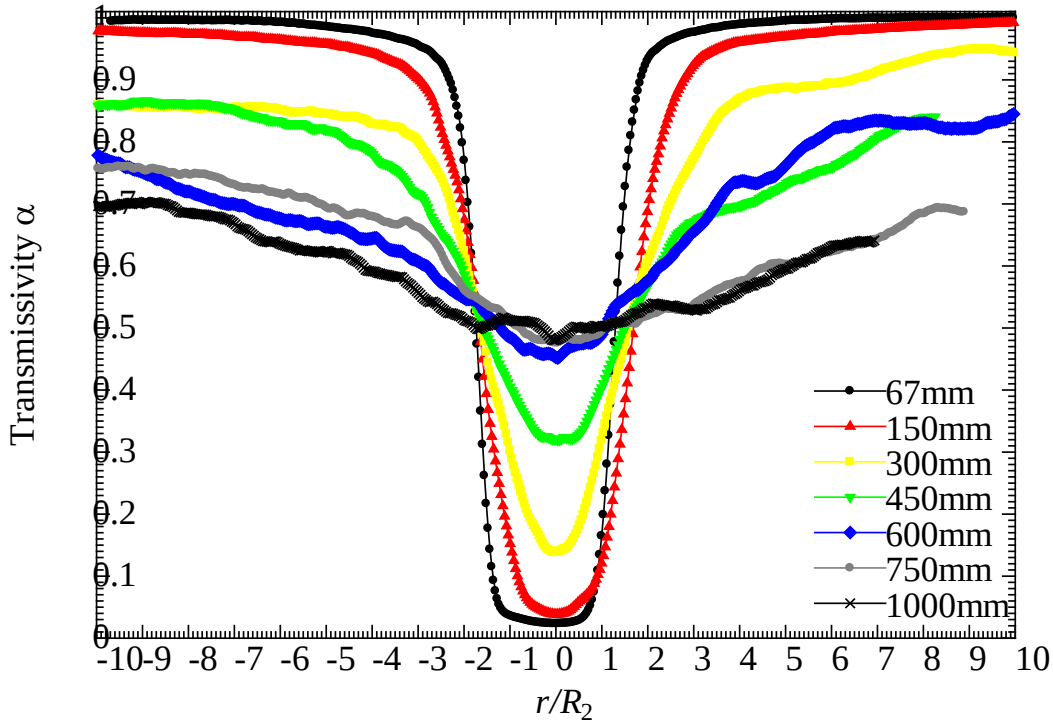


Fig. 3.68 Transmissivity distribution measured by schlieren method
（nozzle with flow conditioner， 5MPa）

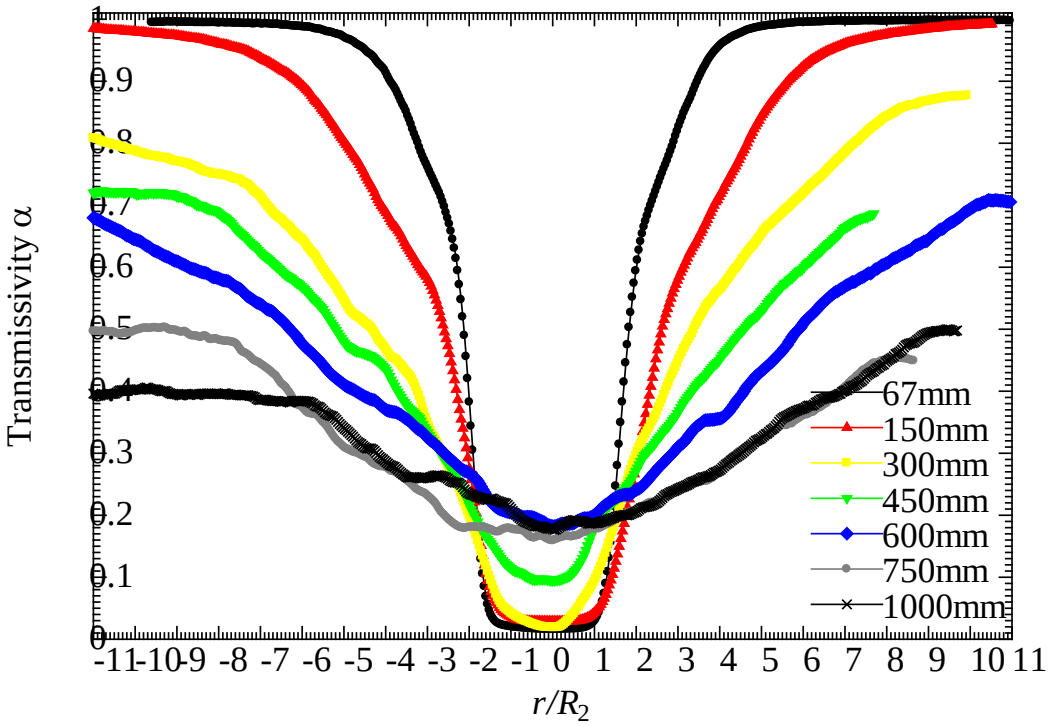


Fig. 3.69 Transmissivity distribution measured by schlieren method
（nozzle with flow conditioner， 5MPa）

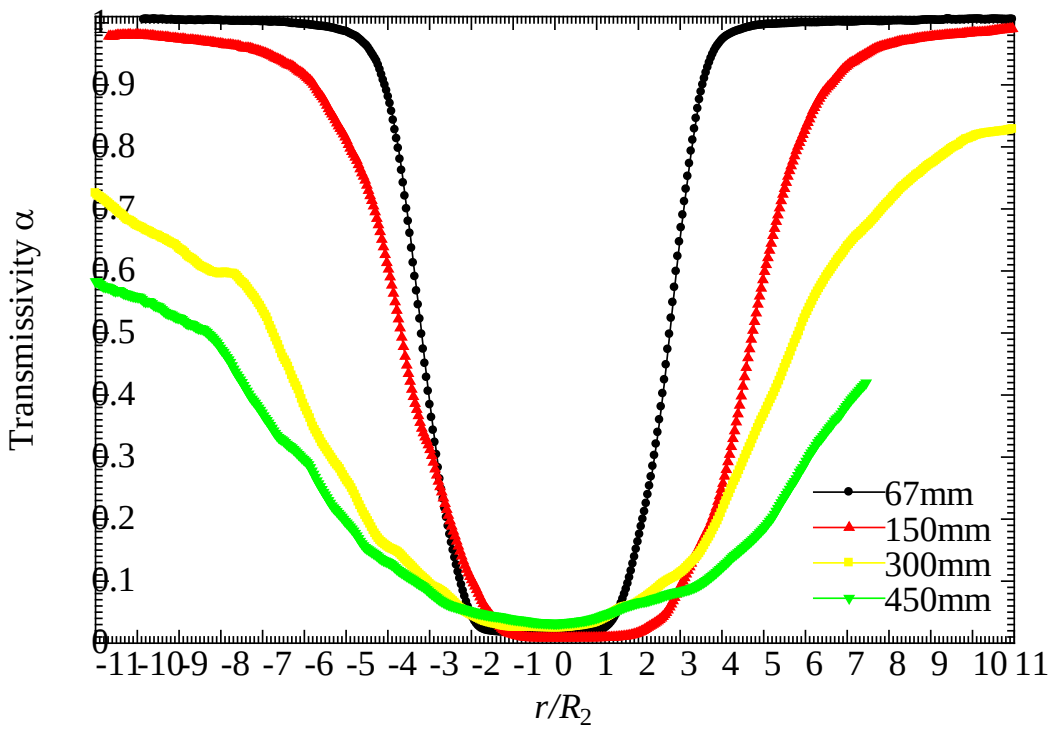


Fig. 3.70 Transmissivity distribution measured by schlieren method
（nozzle with flow conditioner，20MPa）

以上の結果より透過率分布について次のようなことがわかる．ノズル出口からの距離が大きくなるにつれて，透過率は徐々に平均化される．距離が大きくなると最小値をとるジェットの中心付近の透過率が上昇するだけでなく，中心以外の透過率は減少していることから密度が均一な噴霧流になっていると考えられる．特に 2MPa 条件では 600mm 以降でジェットがほぼ平均化され，透過率分布の変化が小さい．さらに吐出圧が大きくなるほど透過率がジェットの半径方向に対して広範囲にわたって分布することがわかる．この傾向はノズル出口からの距離が大きい箇所だけではなく，ノズルにちかい 67mm 付近から顕著に見られ，高圧であればノズルに近い場所であってもジェットの拡散が促進されていると考えられる．一方低圧条件の場合，高圧条件と比較して，透過率の分布が急峻であることがわかる．また高圧であるほど分布はなだらかなものとなることから，圧力の増加によってジェット径の拡大が助長されていることがわかる．さらにノズル出口からの距離の増加に伴う透過率の平均化は，圧力が高いほど低い透過率に収束していくことが確認できる．整流器の有無による影響は，整流器のある方がない方と比べて主に中心付近で透過率が減少していることがわかる．

3.7　ノズル内部の数値計算結果

Realizable k−ε モデルによるモニタ型ノズル内部定常計算の結果を示す．整流器の有無によるノズル出口における速度分布と乱流エネルギー分布を Fig. 3.71 〜Fig. 3.74 にそれぞれ示す. グラフの縦軸はそれぞれ軸方向速度と乱流運動エネルギーであり，横軸は半径方向移動距離をノズル半径 R2 で基準化したものである．軸方向の座標はノズル出口を z = 0 とし，ジェットの噴射方向を正にとっている.

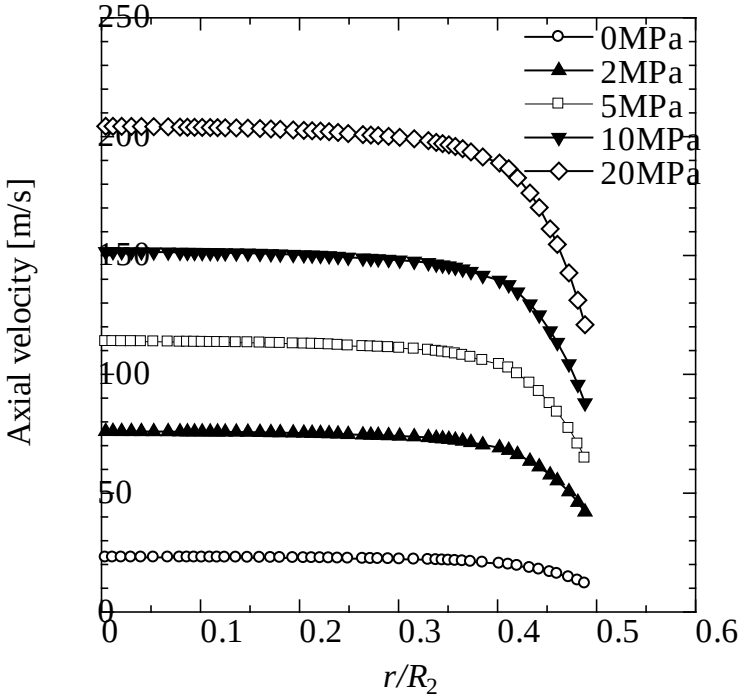


Fig. 3.71 Axial velocity distribution at the nozzle exit (normal nozzle)

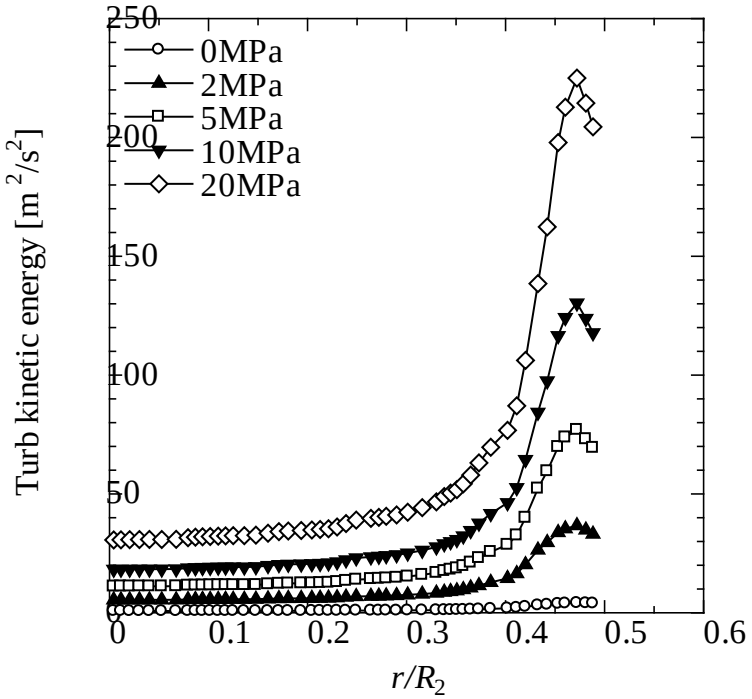


Fig. 3.72 Turbulence kinetic energy distribution at nozzle exit (normal nozzle)

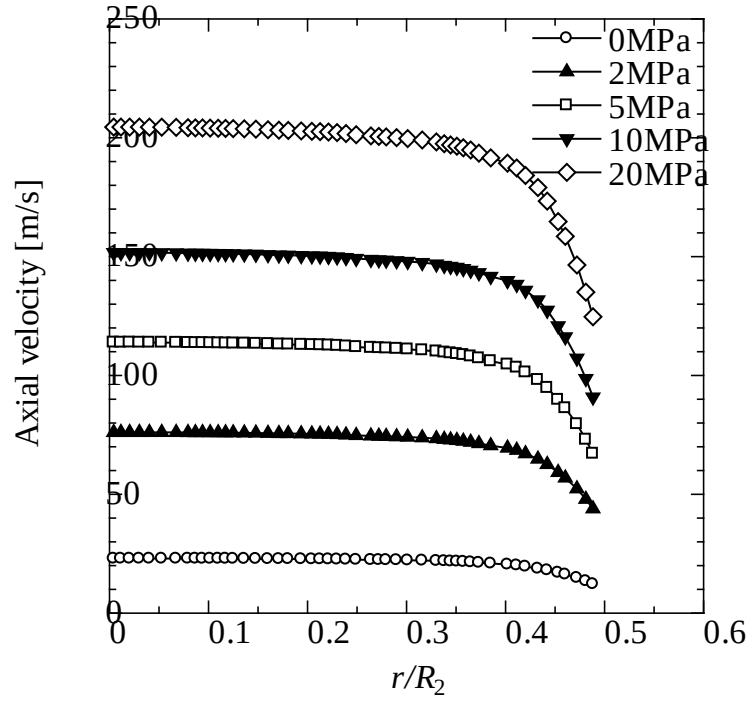


Fig. 3.73 Axial velocity distribution at the nozzle exit (nozzle with flow conditioner)

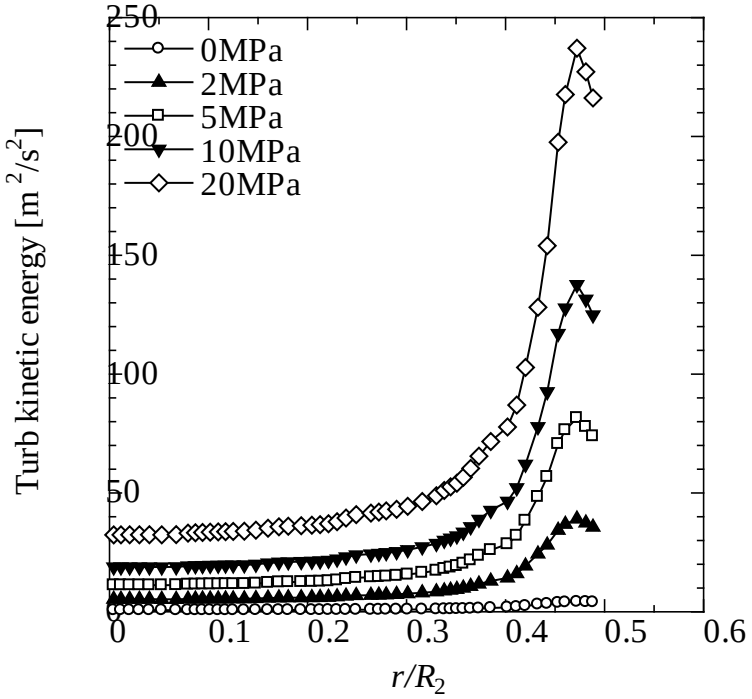
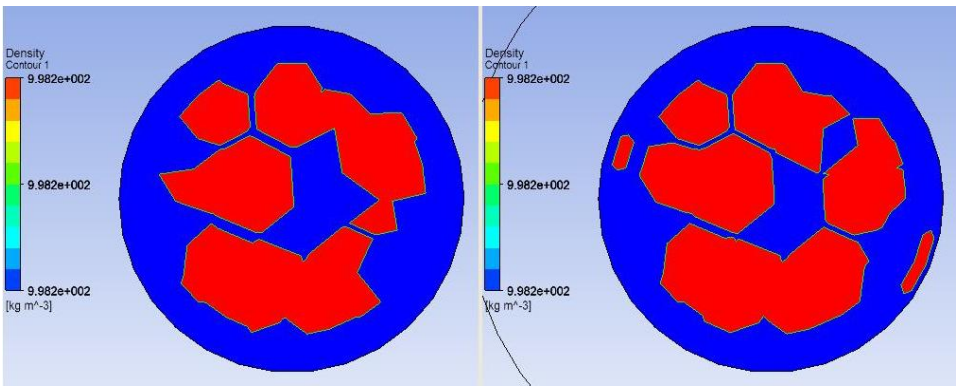


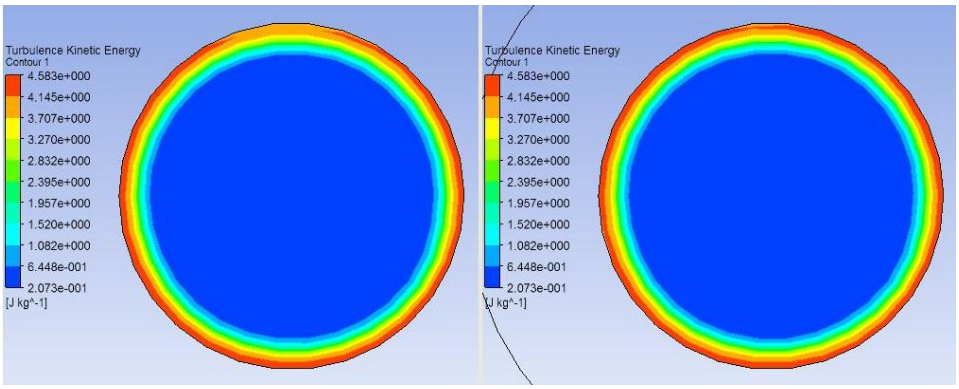
Fig. 3.74 Turbulence kinetic energy distribution at nozzle exit
(nozzle with flow conditioner)

ノズル出口の流れについてコンター図による結果を示す（Fig. 3.75~Fig. 3.79）．コンター図は圧力ごとに示し，後の均質流モデルによる数値計算に使用する(a)密度，(b)乱流エネルギー，(c)速度について示す．コンター図において左が整流器なし，右が整流器ありの結果である．Fig. 3.71～Fig. 3.74 では整流器の有無によるノズル出口の流体特性の違いが認めにくいが，乱流エネルギーのコンター図において断面上部の壁面付近で整流器なしよりも整流器ありの方が高いエネルギーを有することが確認できる．これよりノズル出口の乱流エネルギーの分布について，整流器を持たないノズルには比較的強い非対称性が見られ，噴出されたジェットがこのような周囲より低い値を示す部分から崩壊していく可能性は十分に考えられる．また速度分布については，乱流層から遷移層であると考えられるノズル管内の中心付近では整流器の有無による大きな違いは見られ

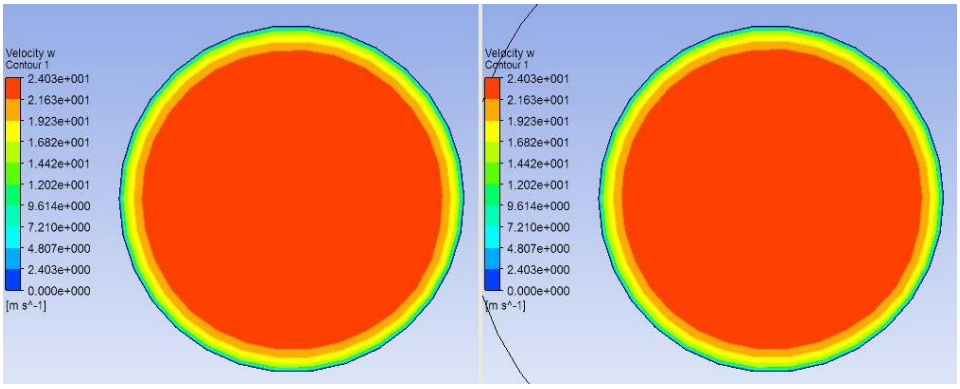
ないが，粘性底層と思われるノズルの壁付近では整流器ありの方が整流器なしのものよりも流速が大きいとの結果が得られた.



(a) Density

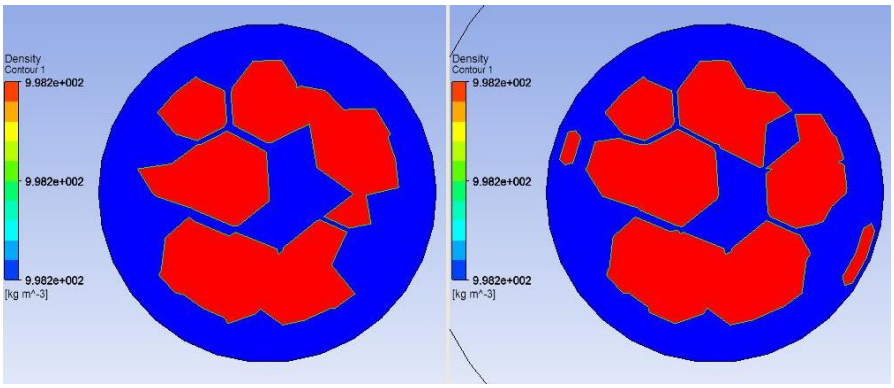


(b) Turbulence kinetic energy

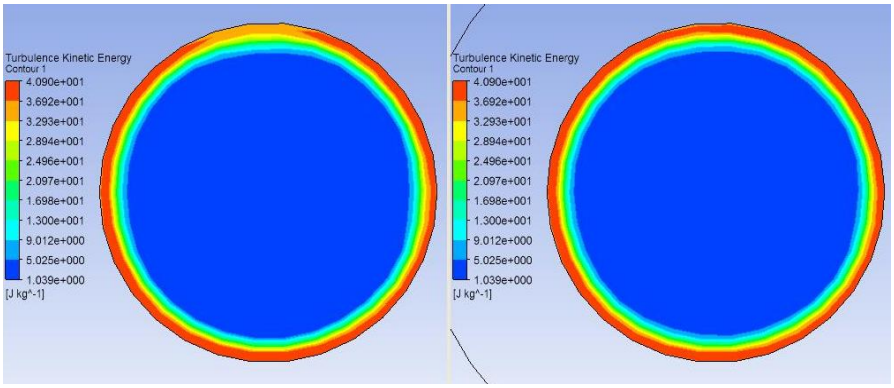


(c) Time averaged velocity

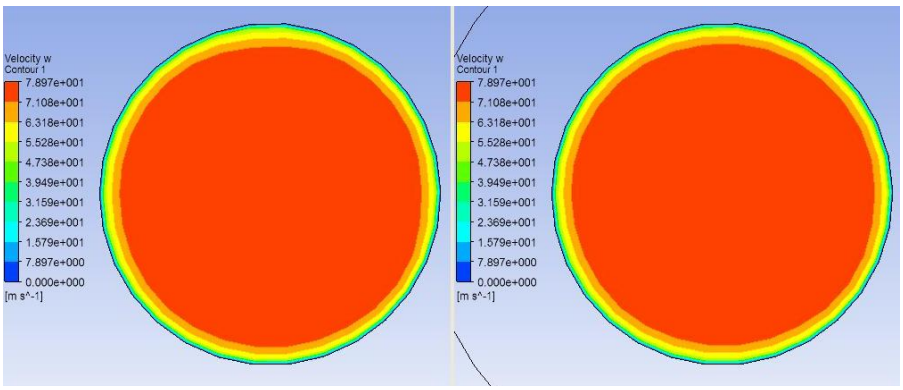
Fig. 3.75 Contour plot for the case of 0MPa
(Right: normal nozzle, Left: nozzle with flow conditioner)



(a) Density

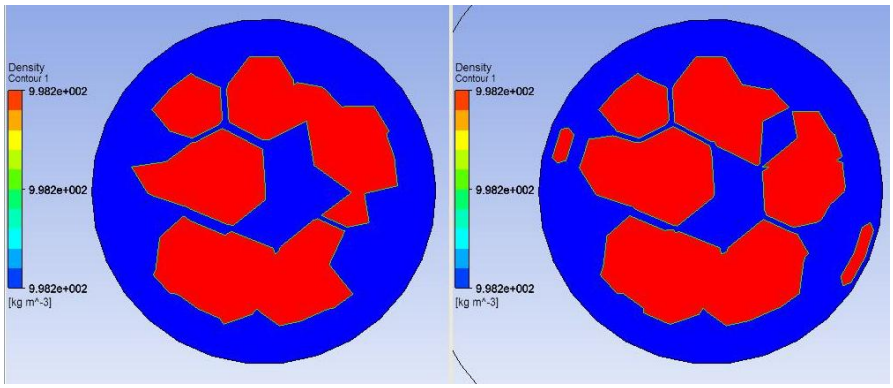


(b) Turbulence kinetic energy

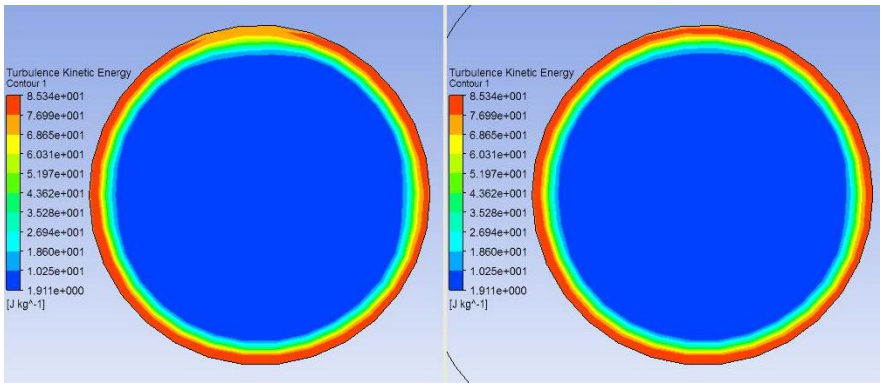


(c) Time averaged velocity

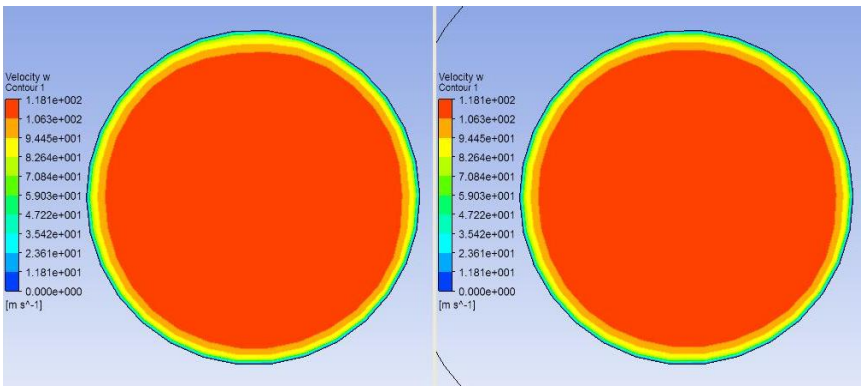
Fig. 3.76 Contour plot for the case of 2MPa
(Right: normal nozzle, Left: nozzle with flow conditioner)



(a) Density

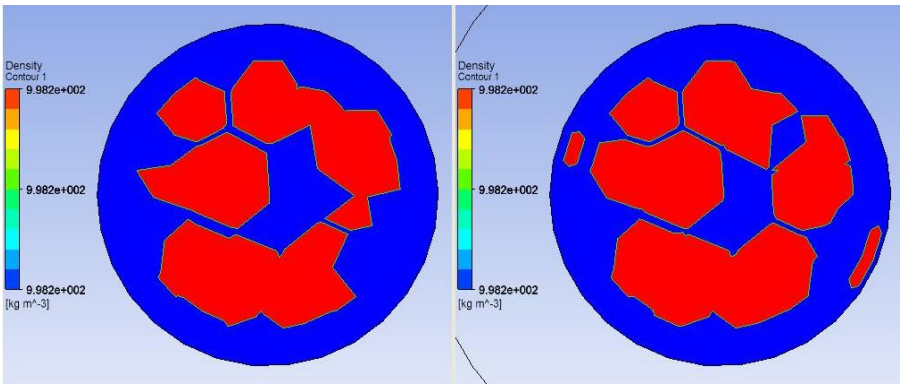


(b) Turbulence kinetic energy

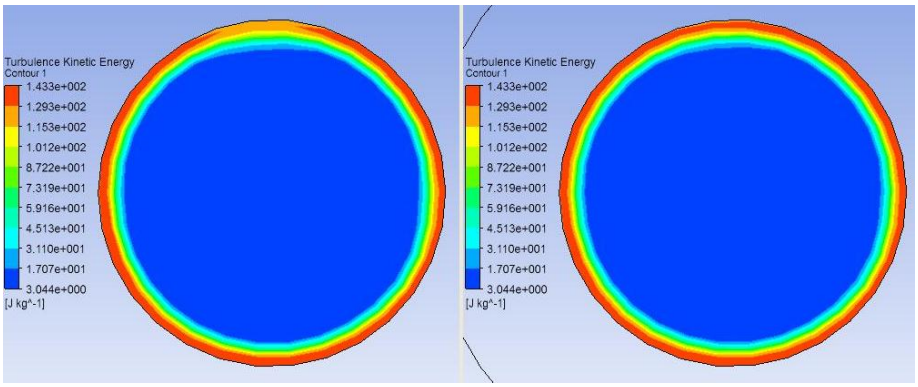


(c) Time averaged velocity

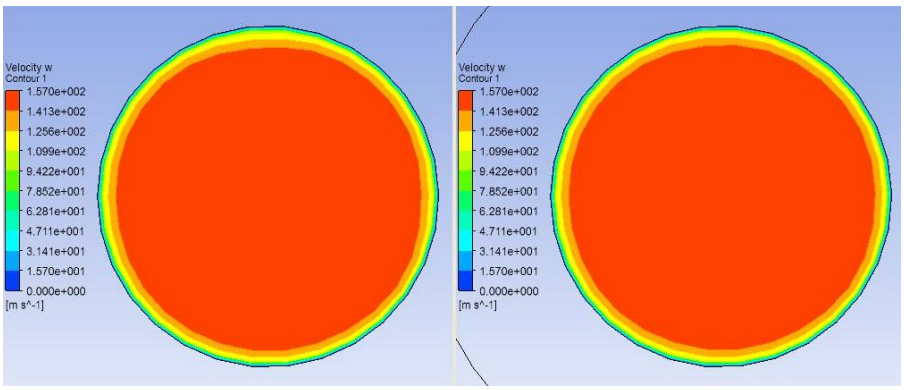
Fig. 3.77 Contour plot for the case of 5MPa
(Right: normal nozzle, Left: nozzle with flow conditioner)



(a) Density

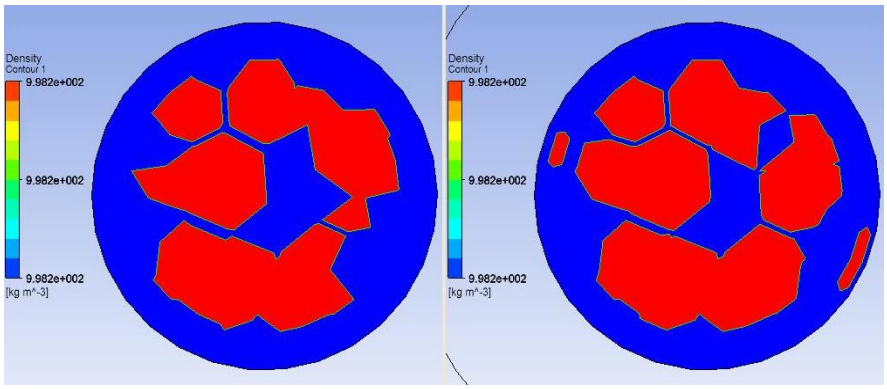


(b) Turbulence kinetic energy

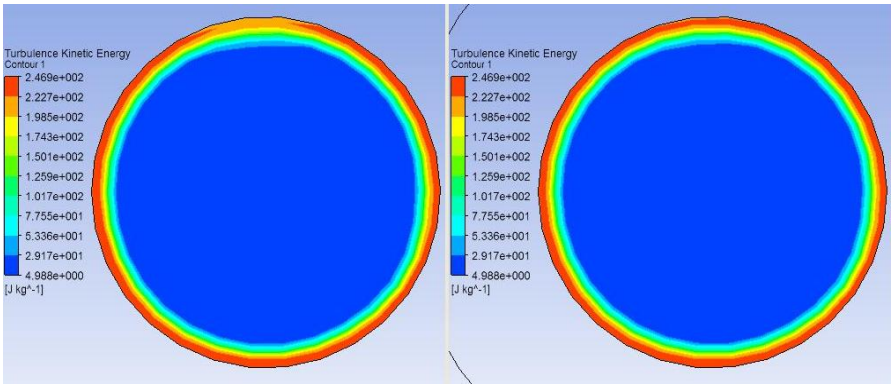


(c) Time averaged velocity

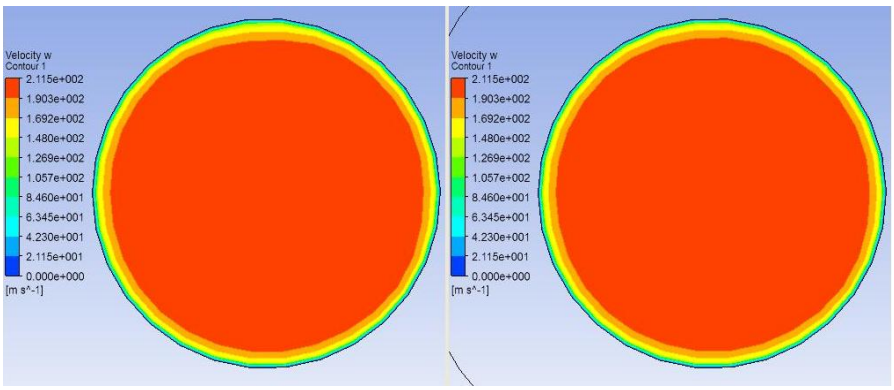
Fig. 3.78 Contour plot for the case of 10MPa
(Right: normal nozzle, Left: nozzle with flow conditioner)



(a) Density



(b) Turbulence kinetic energy



(c) Time averaged velocity

Fig. 3.79 Contour plot for the case of 20MPa
(Right: normal nozzle, Left: nozzle with flow conditioner)

3.8　ジェットの数値計算結果

均質流モデルによる数値計算によって得られた結果を示す．ジェットの密度分布を Fig. 3.80～Fig. 3.89 に，ジェットの噴流速度を Fig. 3.90 に示す．

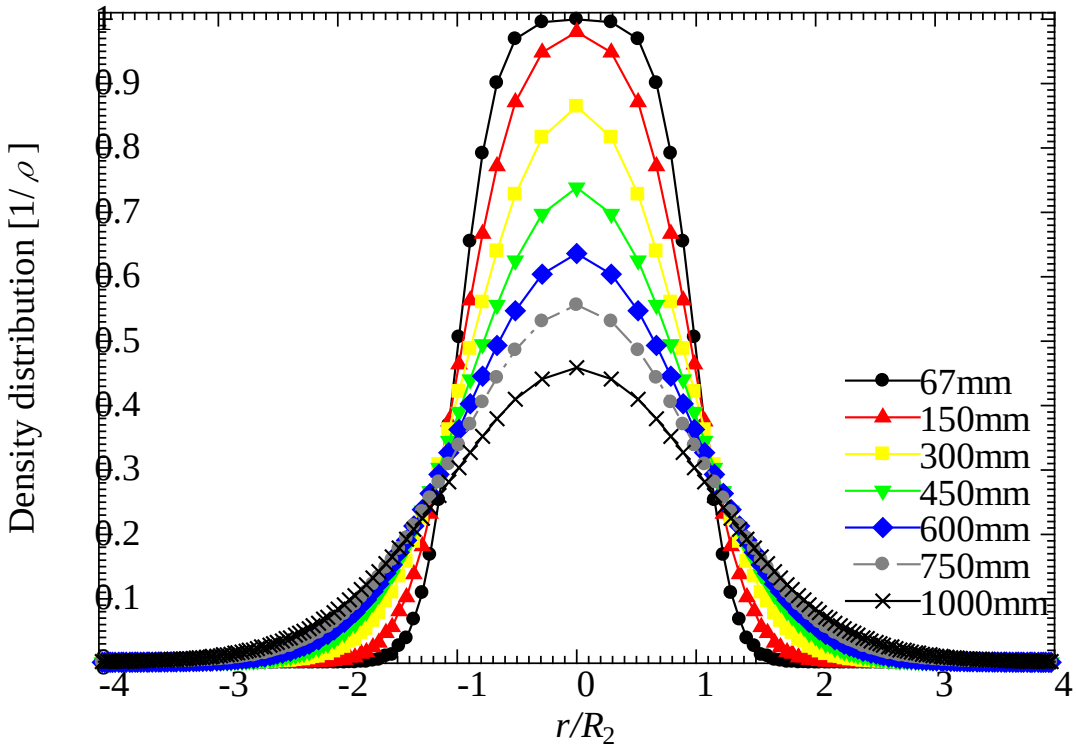


Fig. 3.80 Density distribution　（normal nozzle，0MPa）

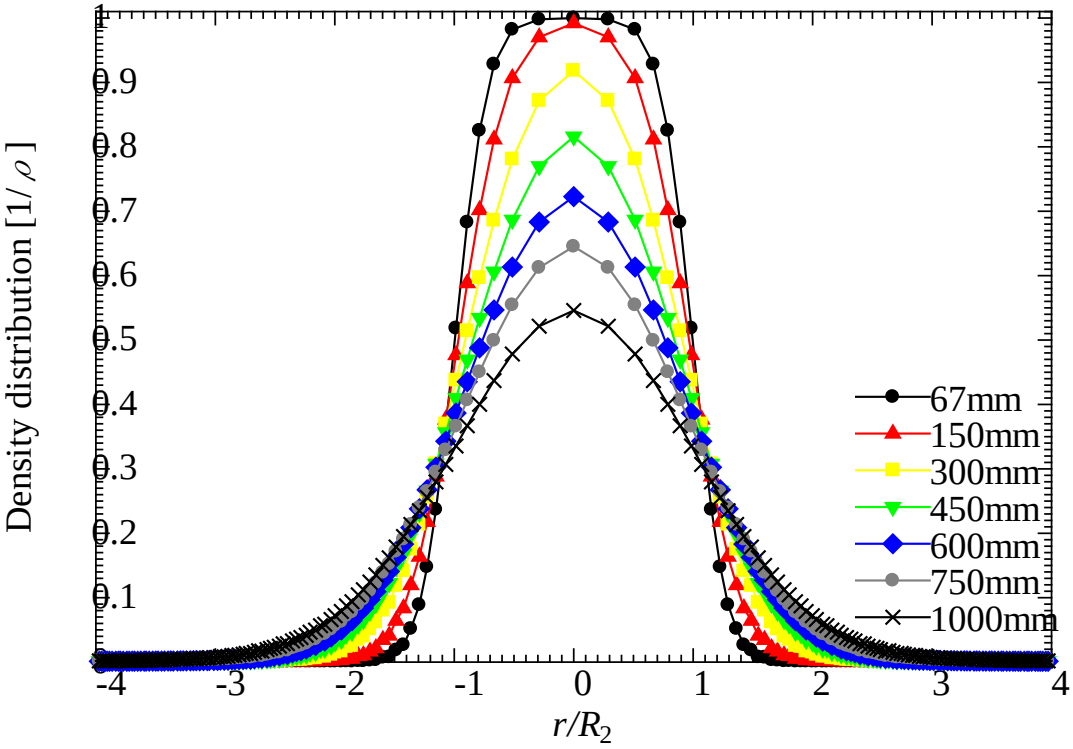


Fig. 3.81 Density distribution （normal nozzle, 2MPa）

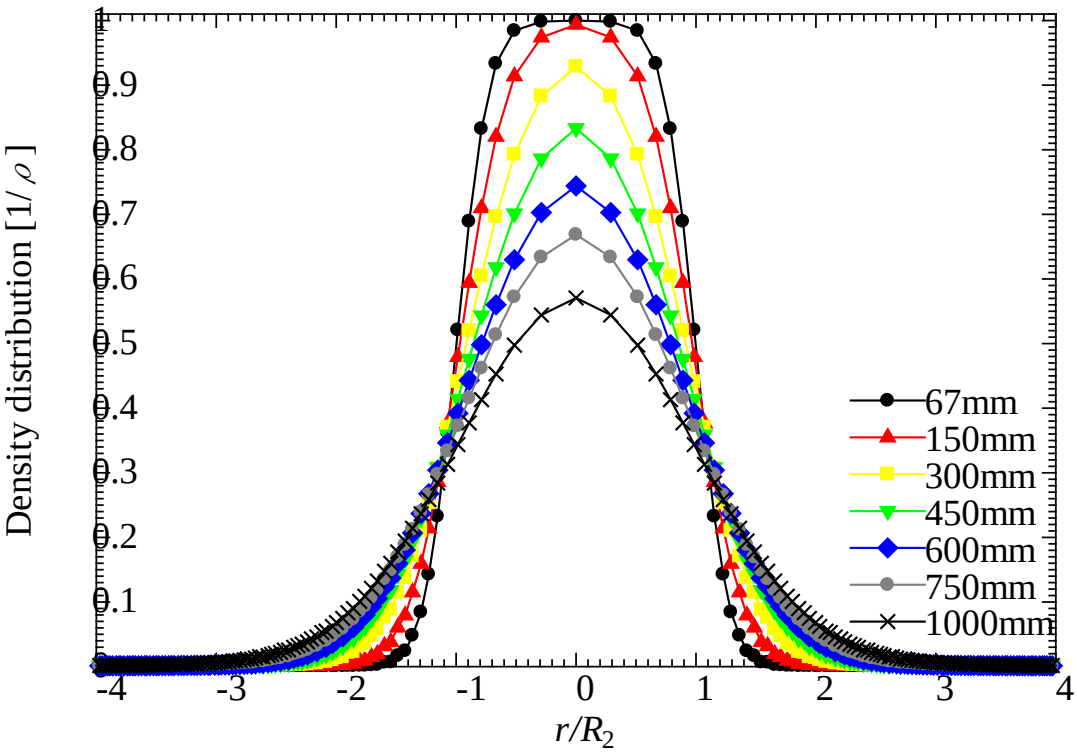


Fig. 3.82 Density distribution （normal nozzle, 5MPa）

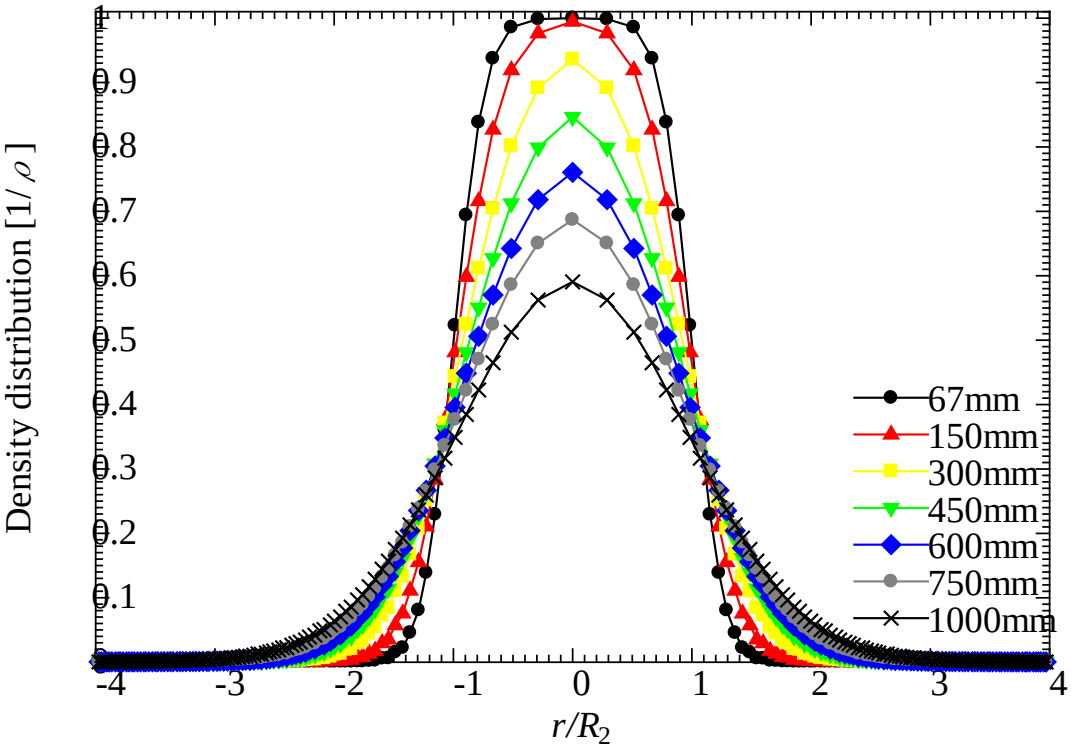


Fig. 3.83 Density distribution （normal nozzle, 10MPa）

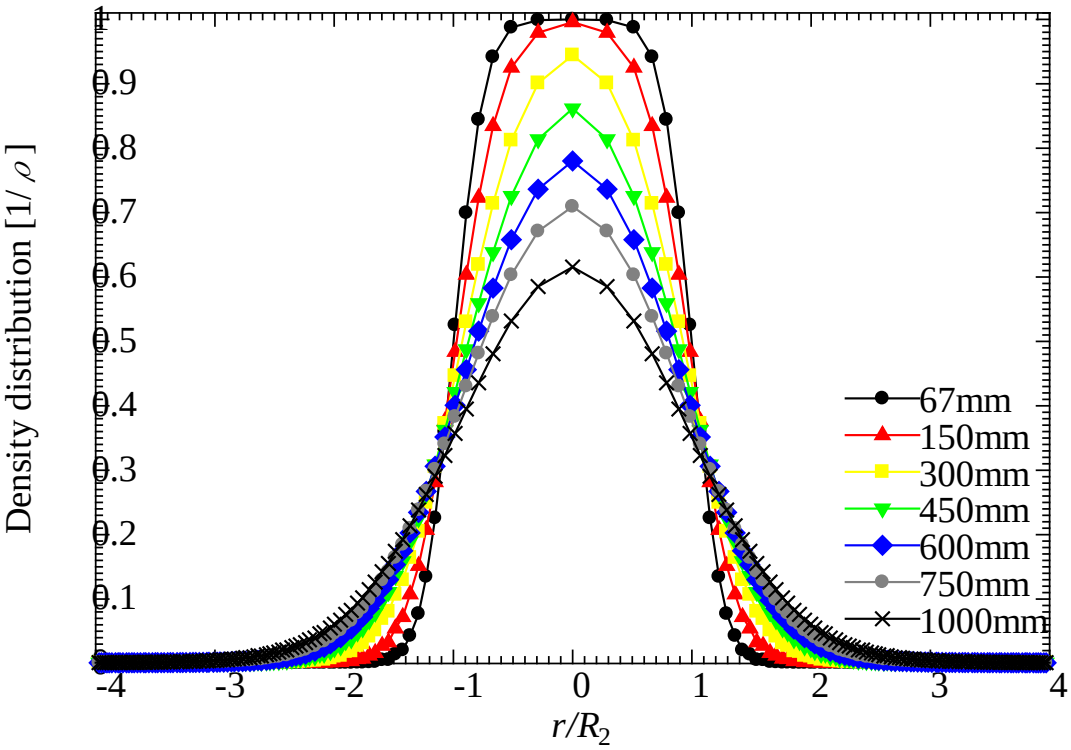


Fig. 3.84 Density distribution （normal nozzle, 20MPa）

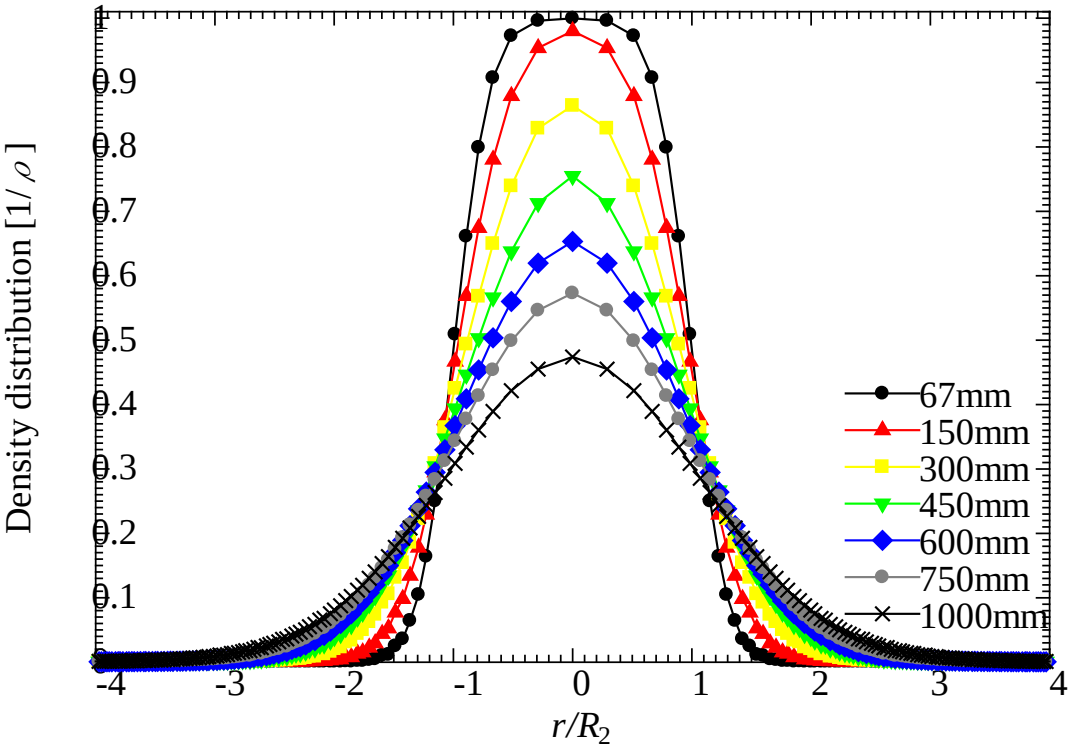


Fig. 3.85 Density distribution （nozzle with flow conditioner, 0MPa）

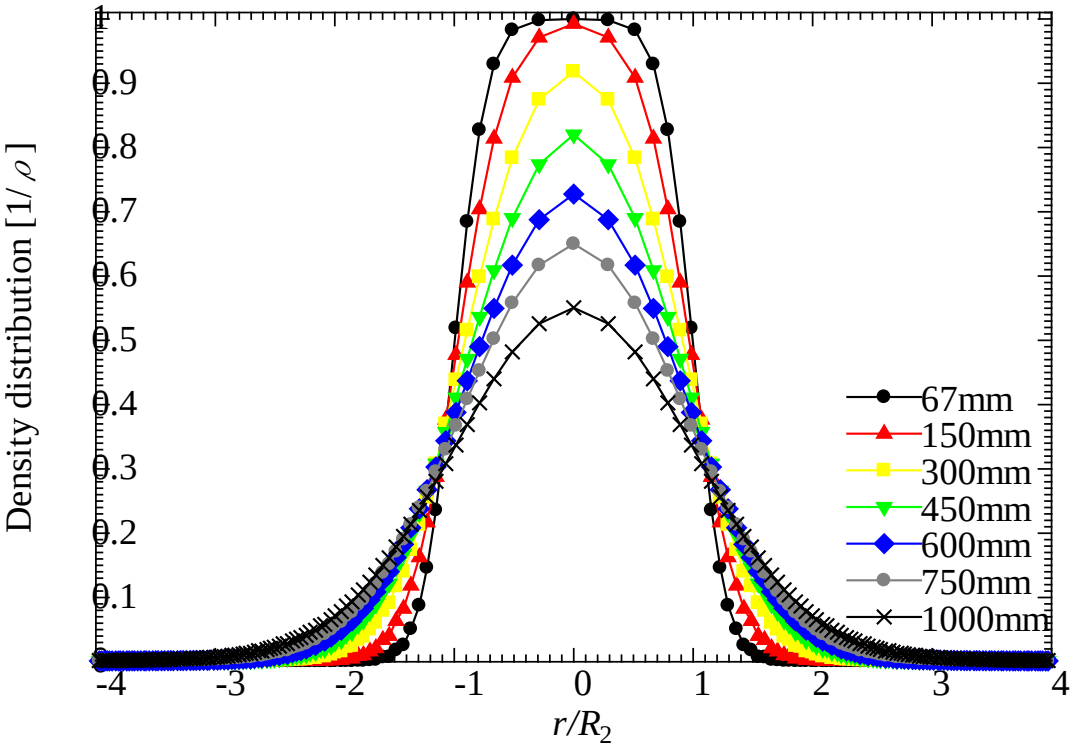


Fig. 3.86 Density distribution （nozzle with flow conditioner, 2MPa）

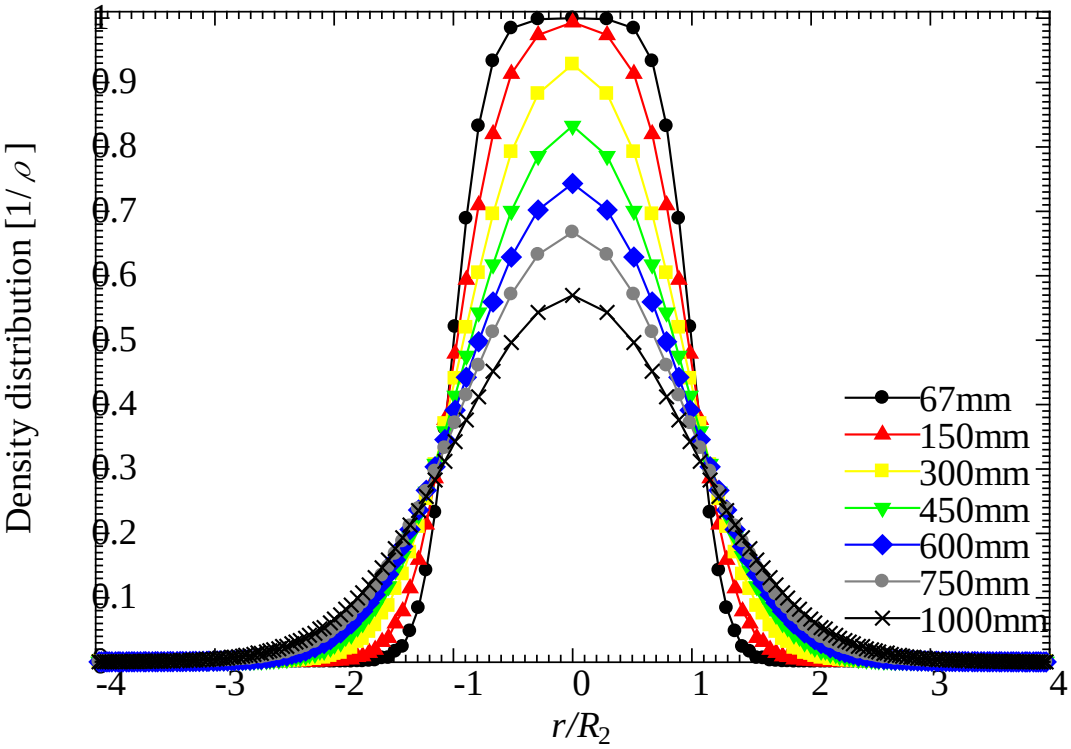


Fig. 3.87 Density distribution （nozzle with flow conditioner, 5MPa）

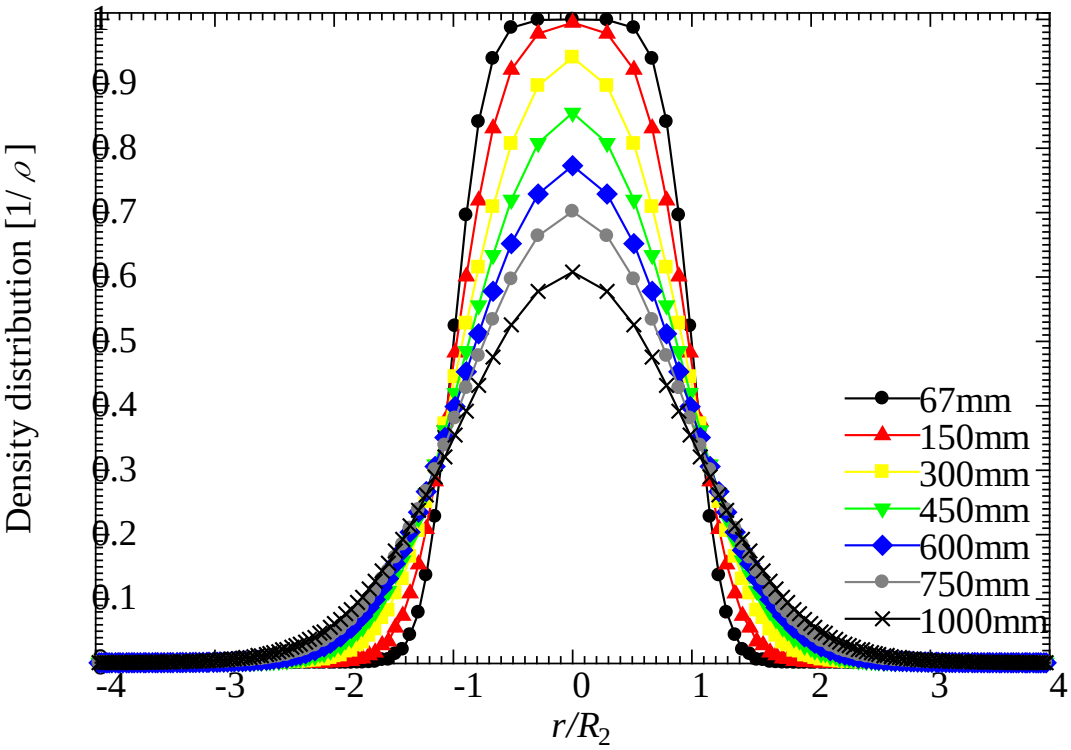


Fig. 3.88 Density distribution （nozzle with flow conditioner, 10MPa）

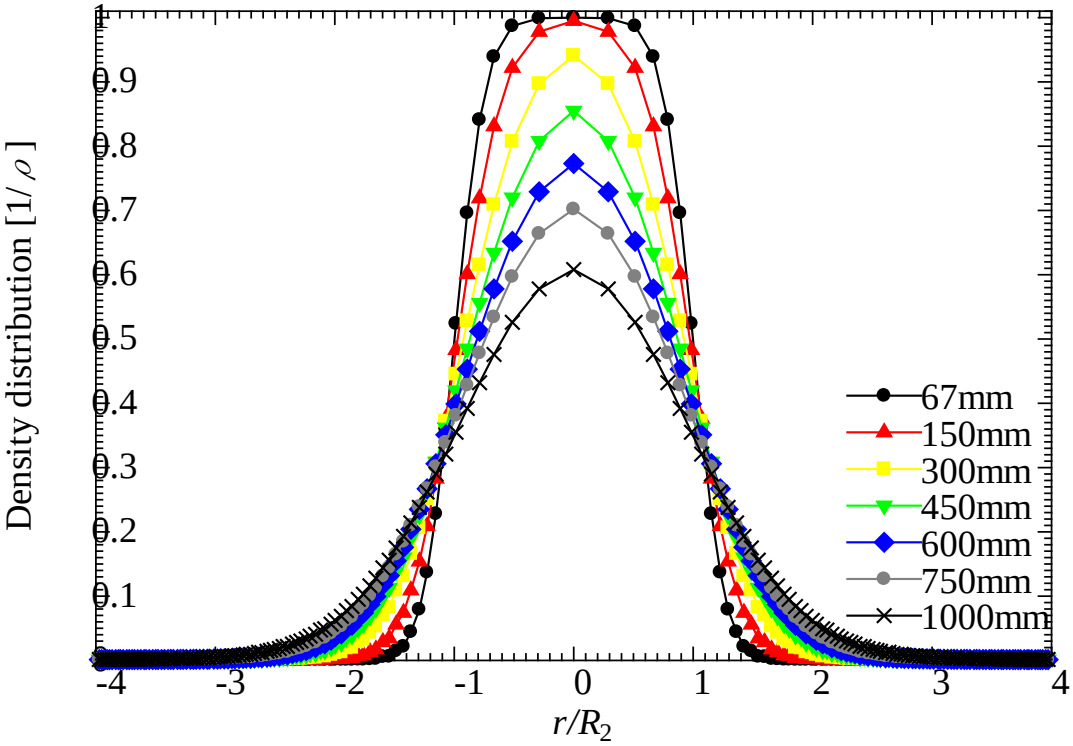


Fig. 3.89 Density distribution （nozzle with flow conditioner, 20MPa）

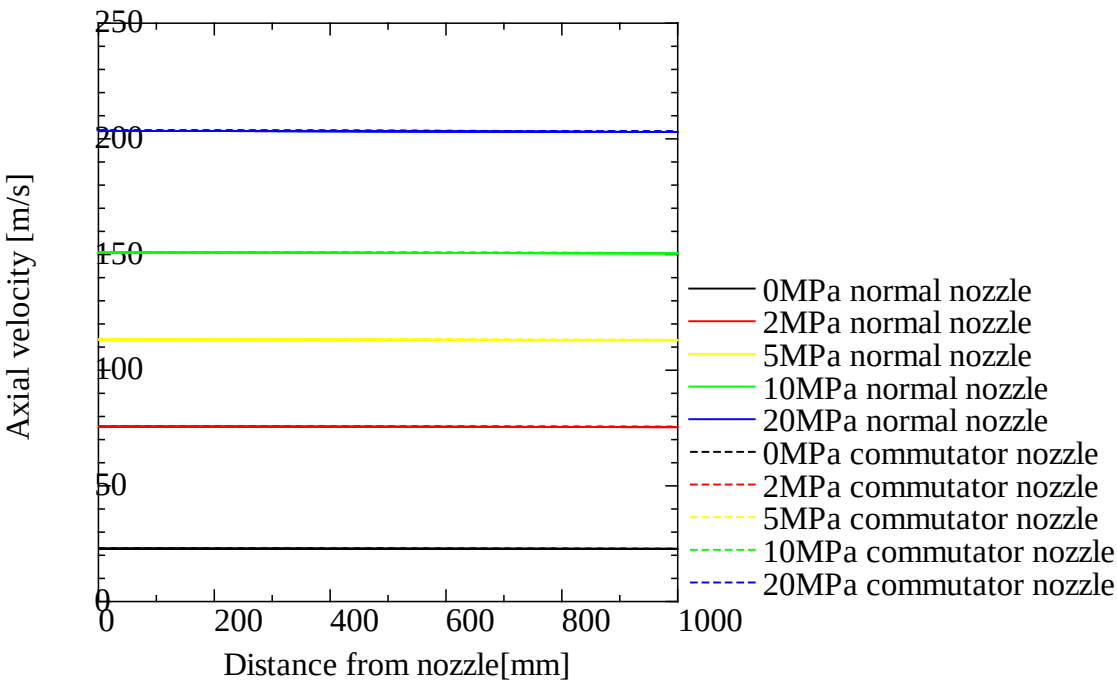


Fig. 3.90 Average of axial velocity

これより，ノズル出口からの距離が大きくなるに伴い密度は徐々に低下していくことが分かる．特に中心付近ではノズル直後に密度が 1 となる領域が存在し，横軸に平行な直線を形成しているが，ノズルから距離が大きくなるに従い一度傾きの大きな凸型になるが，さらに距離が大きくなると再びなだらかな曲線を形成していく．また吐出圧が高いほどノズル出口から離れた位置での密度が高く，より収束していることがわかる．さらに整流器なしと整流器あり双方の計算結果を比較すると，圧力に関わらずノズル直後における噴流の中心が最も双方の結果の差が小さく，ノズルから離れるにつれてその差が大きくなることがわかる．一方で噴流の端に相当する位置ではノズル直後が最も双方の差が大きく，距離が大きくなるに従いその差は小さくなっていく．

軸方向断面平均速度については，圧力が低い場合は整流器の有無による速度差はほとんど見られないが，圧力が大きくなるにつれて整流器ありの方が整流器なしの場合よりも速度が大きくなる傾向が見られる．ノズル直後では整流器ありの方が整流器なしよりも速度が大きいとの結果が得られているため，高圧条件下ではこの違いが保持され噴流の速度差が生じていると考えられる．噴流の速度は，衝撃圧としてジェットの切削能力に大きな影響を与えるため，この速度差によってジェットの切削力の違いを生じている可能性がある．

3.9　局所透過率の液相面積の推定

レーザーCT法により測定された局所透過率を用いて，ジェットの進行方向へ移動した場所における断面での液相面積を算出する．これまでの処理によりジェット断面ではジェットの中心の半径 1mmの円と，中心を除いた 1mm間隔の円環の局所透過率の値が算出されている．そこで円もしくは円環領域ごとに，局所透過率を持つ領域の面積とその領域での局所透過率を掛けた値を算出する．領域ごとに求めた値の総和がその断面での液相面積となる．高速ウォータージェットの流速はノズル出口からほぼ一定で減速しないと仮定する．これによりノズル出口の断面積を求めて同一グラフ上に示し，液相面積と比較する．以上の結果をグラフとしてFig. 3.91 に示す．ただし，液相面積を算出したのは 2～10MPaの 50D_1～500 D_1までと 15MPaの 50 D_1～300 D_1までで, その他の条件では断面で局所透過率が算出できない箇所が存在するため液相面積は考えない.

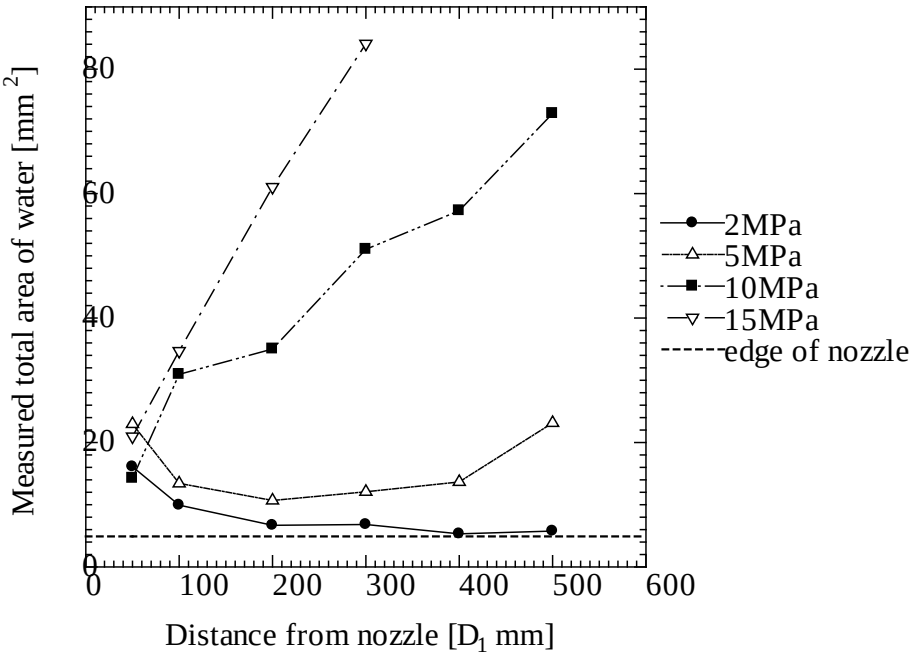


Fig. 3.91 Total amount of water calculated from the results by Laser CT method

Fig. 3.91 より本実験による結果をみると, 2MPaの圧力条件下では 50 D_1における液相面積が理想の値と最も差があり，ノズル出口からの距離が大きくなるにつれて計測値と理想の値の差は小さくなっていく結果が得られる．5MPaでは，ノズル出口からの距離が 200 D_1よりも小さい場合は，算出された流量が理想の値に近づいていくが, 200 D_1を過ぎると理想の値との差が大きくなっていく結果が得られた．さらに 10MPa，15MPaの圧力条件下ではノズル出口からの距離が大きくなるにつれ，計測によって得られた流量と理想の値との差は大きくなった．高速ウォータージェットの流動形式として 1MPa～5MPaといった比較的低圧な条件下では，ノズル出口直後は空気との摩擦による剪断力が働き界面から微小な液滴が離散し，ノズルからの距離が大きくなると液滴の発生は一旦低下し界面がうねり始める．さらにノズルから遠方になるとうねりによってジェットが分断され，ノズル直後よりも比較的径の大きい液滴の離散が始まり，最終的にジェット全体が液滴に変化していくことが知られている．比較的高圧になると，ノズル出口直後から非常に微小な液滴がジェットの周囲を取り囲み，ノズルから離れていくにつれてジェットの外側から微小な液滴に変化していくことが知られている．さらに，圧力が高圧であるほど液滴の直径は微小となる傾向があることが確認されている．液滴の直径が測定しているレーザー径よりも微小になると，同じ体積の液滴が通過したとしても液滴の表面積が増加するために，レーザーの断面積における液滴の面積割合が増加し，液滴の割合が多く測定される可能性がある．これらのことを先に示した結果と比較すると，液滴径が微小と考えられる領域では流量が多く測定されており，ウォータージェットの流動形式と測定結果が確かに合致していることが分かる．

以上のことから，流量が大きく算出されている原因の一つとして，レーザー径よりも微小な液滴の発生によって，レーザー断面における液滴の面積割合が

増加していることが考えられる．また本実験では，ジェットの全て領域で液滴の速度がノズル出口直後と測定点で変化しないと仮定した．しかし実際には，ジェットの中心付近ではその速度はほぼ一定であるものの，ジェットの中心から大きく離れた場所での液滴は，中心付近と比べて空気を多く巻き込むため，速度が減衰している．その結果，ジェットの液滴が後から離散してきた液滴に追い越されるといった現象が生じ，測定部付近の液滴数が増加し，ジェットの流量が多く測定された可能性がある．以上のことから局所透過率と密度分布は等価の関係とは言えず，密度分布を算出するには別途透過率に対する処理が必要であると考えられる．

3.10　正規分布近似による密度分布の算出

レーザーシュリーレン法で得た透過率に対して正規分布を近似し，液滴の密度分布を算出する．ここまで本研究ではレーザー光の透過率分布から局所透過率を算出してきた．しかしこれらの透過率の分布は，3.9 節でも述べたようにジェットの密度分布そのものではない．また，レーザーシュリーレン法の測定ではジェットの外縁部分は測定できていないため，ML-EM 法による局所透過率の分布を正確に算出することは難しい．そのため，ウォータージェットの挙動をより正確に解析するためには得られた透過率分布から密度分布を求める必要があると考えられる．そこでレーザーシュリーレン法による実験で測定した透過率分布から密度分布を算出し，より詳細なジェットの流動特性を明らかにする．その際これまでは透過率分布で考えていたところを，1 から透過率分布を引いたものを，レーザー光を遮蔽する割合の分布である遮蔽率分布とし，以降は遮蔽率の分布について考える．まずこれまでと同様に密度分布が軸対象であることを仮定する．この場合ジェットの密度分布は次の様に与えられる．

$$\rho(r) = (\rho_W - \rho_A)f(r) + \rho_A \tag{3.10.1}$$

ここでρ_Wは，水の密度，ρ_Aは空気の密度，f(r)はジェットの水の体積率であり

$$0 \le f(r) \le 1$$

を満たす．ジェットの中の液滴は拡散に支配されていると考えられ，こうした拡散過程に基づく密度分布は正規分布型の形をとるので，ここでは第 1 近似として f(r)を，分布密度係数 C を用いて次の様な正規分布型の分布関数であると仮定する．

$$f(r) = C\exp(-r^2/a^2) \qquad 0 \le C \le 1 \tag{3.10.2}$$

ここで a は，ジェットの広がりを表すパラメータでジェットの等価半径と見なすことができる．ここで f(r)は水の体積率分布であって確率密度分布ではないことに留意し，f(r)を－∞から+∞までの積分を求めると次のようになる．

$$\int_0^\infty \exp(-r^2/a^2)dr = a\sqrt{\pi}/2 \tag{3.10.3}$$

f(r)を x,y 座標で表すと

$$f(x,y) = C\exp(-(x^2+y^2)/a^2) \tag{3.10.4}$$

ジェットによるレーザーの減衰係数を A，レーザーを y 方向に照射したときの距離 dy での減衰を dI とすると

$$dI = -Af(x,y)Idy \tag{3.10.5}$$

これより

$$\begin{aligned} I &= I_0\exp(-A\int_{-\infty}^{\infty} f(x,y)dy) \\ &= I_0\exp(-AC\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-(x^2+y^2)/a^2)dy) \\ &= I_0\exp(-AC\exp(-x^2/a^2)\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-y^2/a^2)dy) \\ &= I_0\exp(-ACa\sqrt{\pi}\exp(-x^2/a^2)) \end{aligned} \tag{3.10.6}$$

さらに式を整理し，両辺の自然対数をとると

$$\ln(I/I_0) = -ACa\sqrt{\pi}\exp(-x^2/a^2)) \tag{3.10.7}$$

となる．I/I_0は透過率であるので透過率の実験データからの$\ln(I/I_0)$のグラフを書き，最大値から 1/eになるところの座標からaが求められる．ノズルの直径をdとすれば質量保存の式から次式のように表すことができる．

$$\frac{\pi}{4}d^2u_0 = u\int_0^\infty C\exp(-r^2/a^2)2\pi 2\pi r = \pi uCa^2 \tag{3.10.8}$$

ジェットの速度がノズル出口からほぼ減衰せず，一定であるとみなすと$u=u_0$とでき，これにより分布密度係数Cは

$$C = \frac{1}{4}\frac{d^2}{a^2} \tag{3.10.9}$$

となる．これより密度分布は次式で表される．

$$f(r) = \frac{d^2}{4a^2}\exp(-r^2/a^2) \tag{3.10.10}$$

さらにノズル出口に近い測定条件において，ジェットの中心付近で見られた遮蔽率が半径方向移動距離に対して一定となる領域を持つ分布については任意の定数 n を用いて

$$f(r) = C\exp(-r^n/a^n) \tag{3.10.11}$$

と表す．これを用いて実験結果から密度分布関数 f(r)を求めた結果を圧力ごとに示す．整流器なしの条件での密度分布を Fig. 3.92～Fig. 3.96 に，整流器ありの条件で得られた分布を Fig. 3.97～Fig. 3.101 に示す．

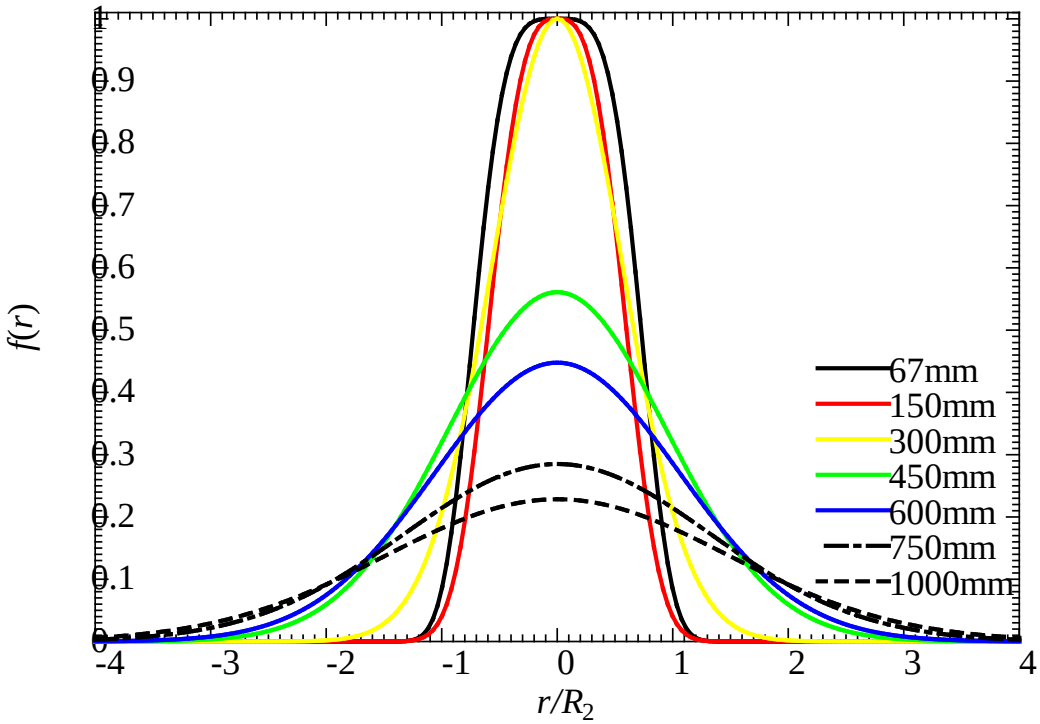


Fig. 3.92 Density distribution（normal nozzle，0MPa）

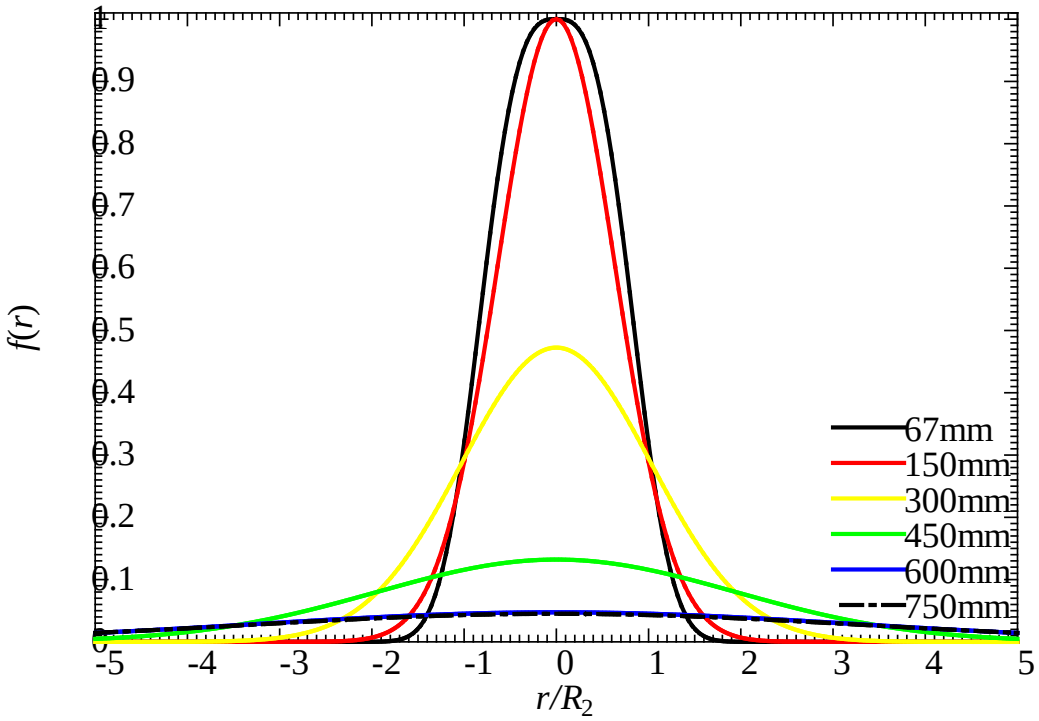


Fig. 3.93 Density distribution（normal nozzle，2MPa）

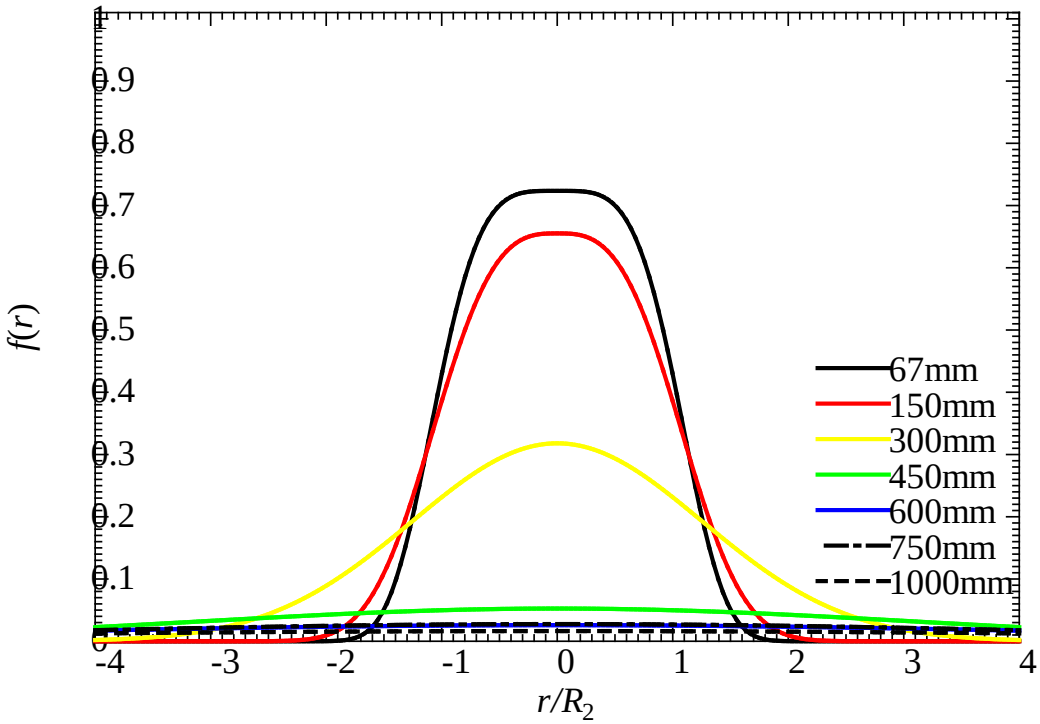


Fig. 3.94 Density distribution（normal nozzle，5MPa）

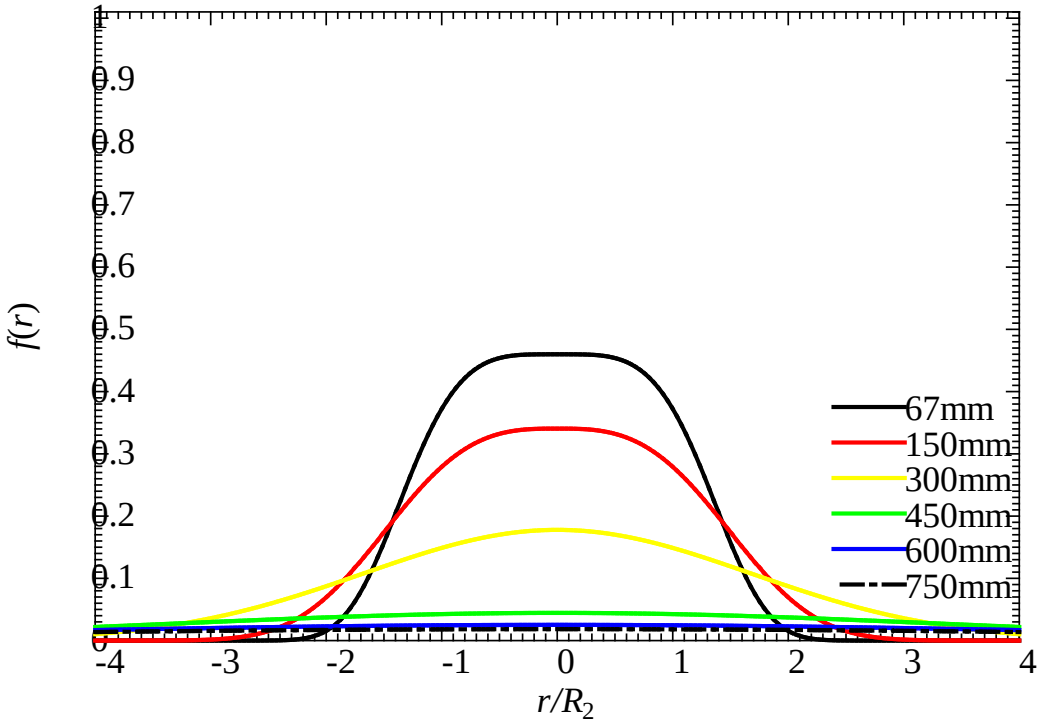


Fig. 3.95 Density distribution（normal nozzle，10MPa）

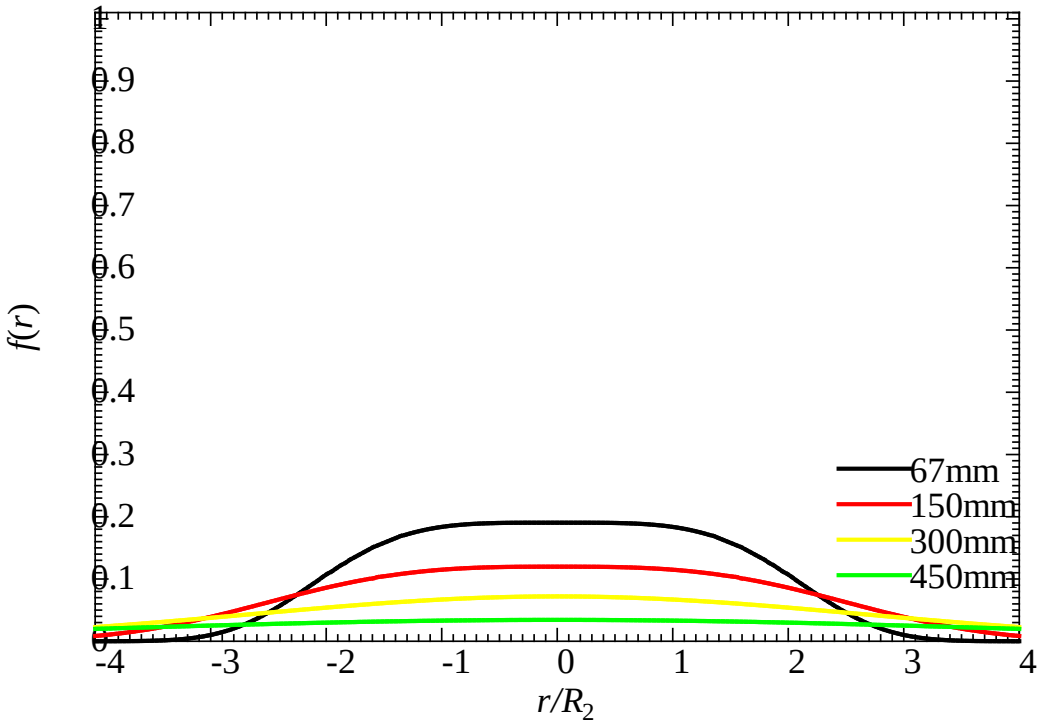


Fig. 3.96 Density distribution（normal nozzle，20MPa）

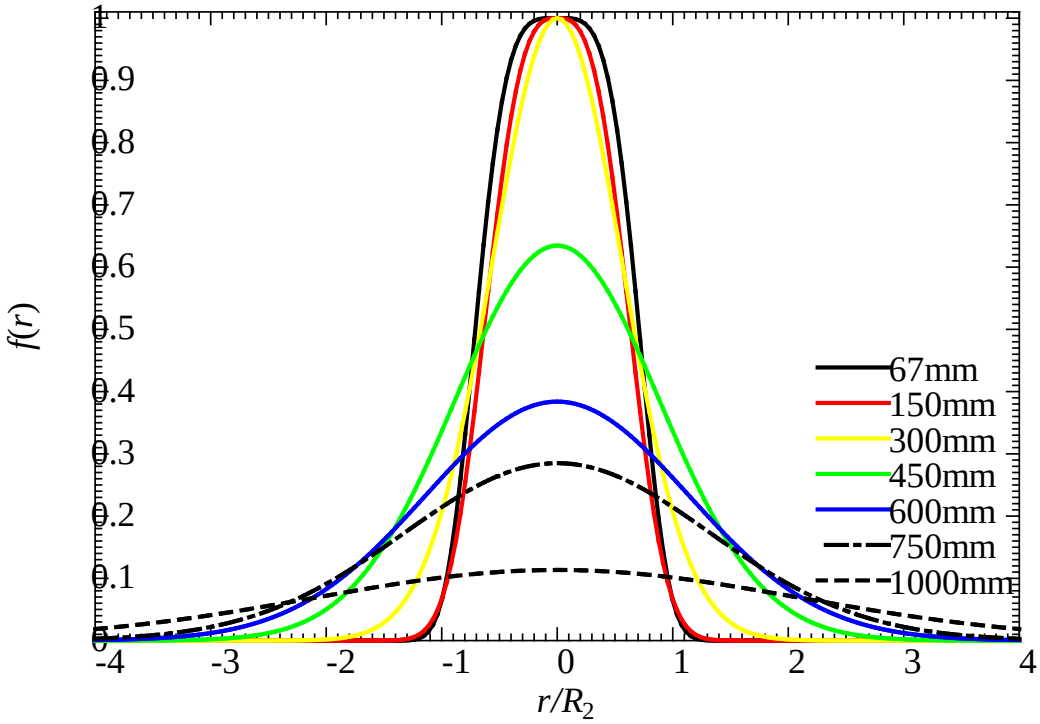


Fig. 3.97 Density distribution（nozzle with flow conditioner，0MPa）

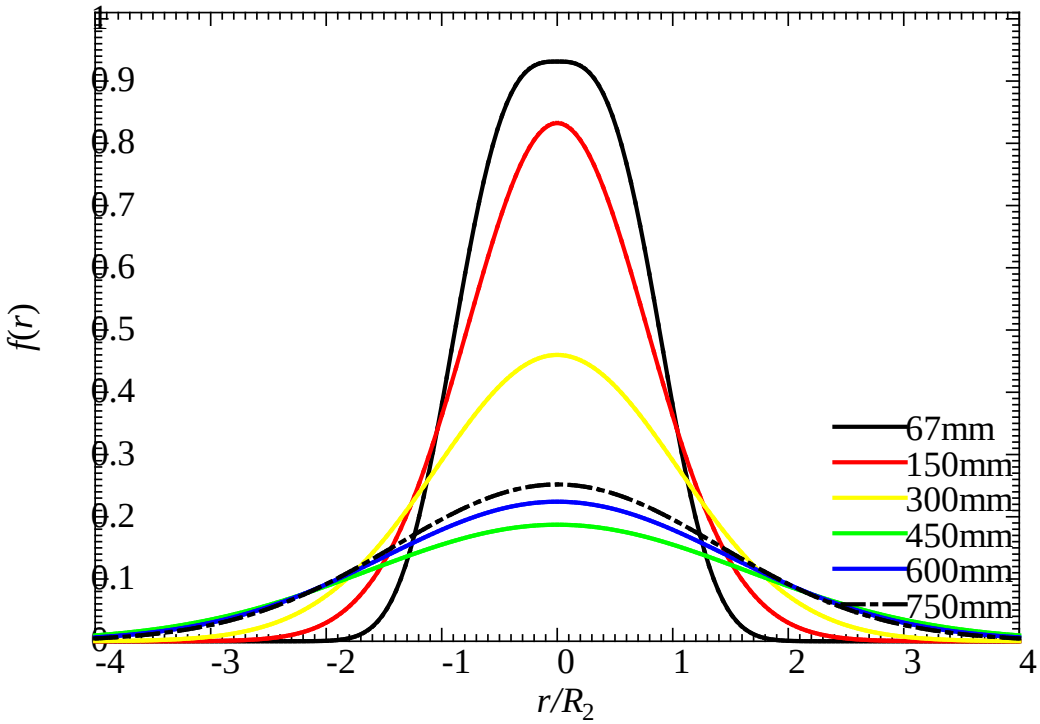


Fig. 3.98 Density distribution（nozzle with flow conditioner，2MPa）

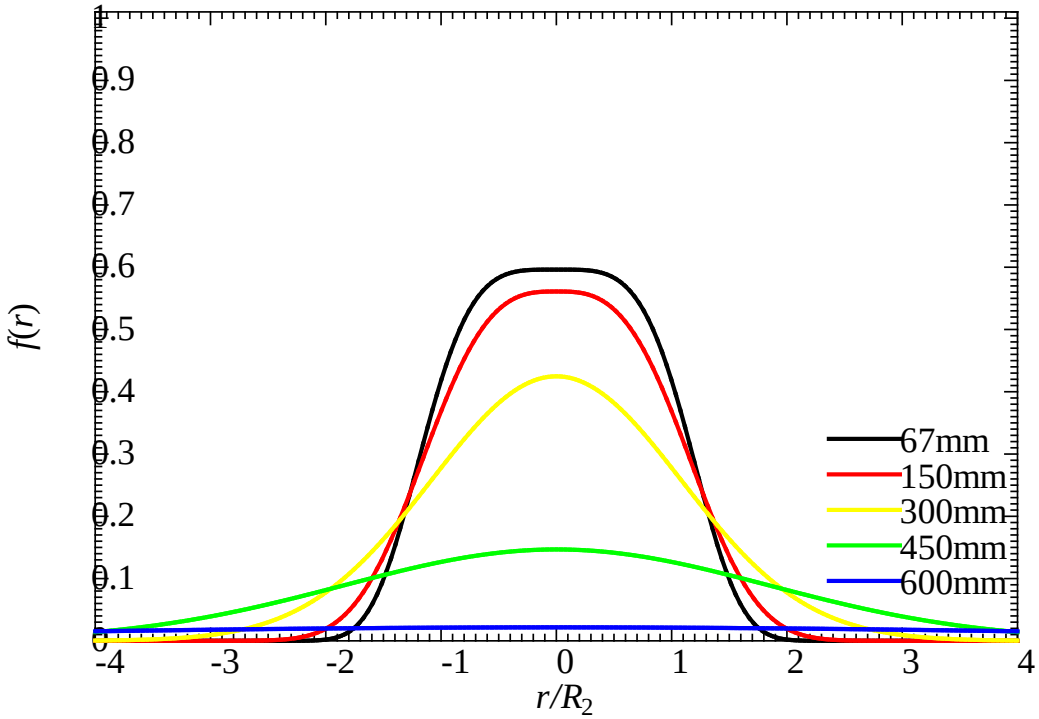


Fig. 3.99 Density distribution（nozzle with flow conditioner，5MPa）

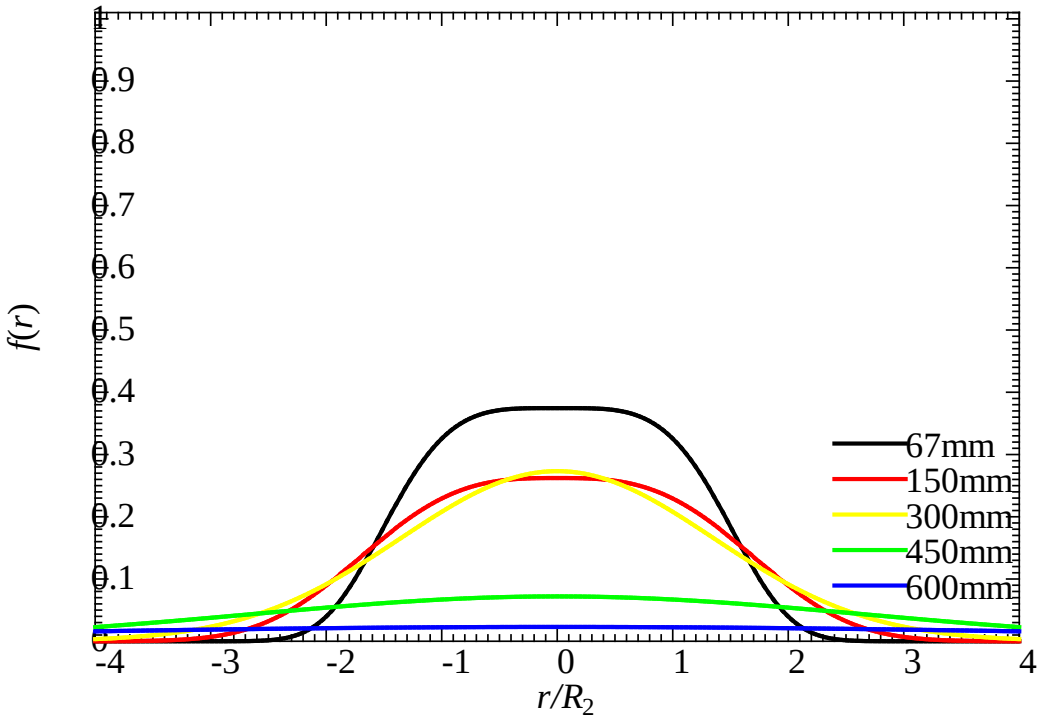


Fig. 3.100 Density distribution（nozzle with flow conditioner，10MPa）

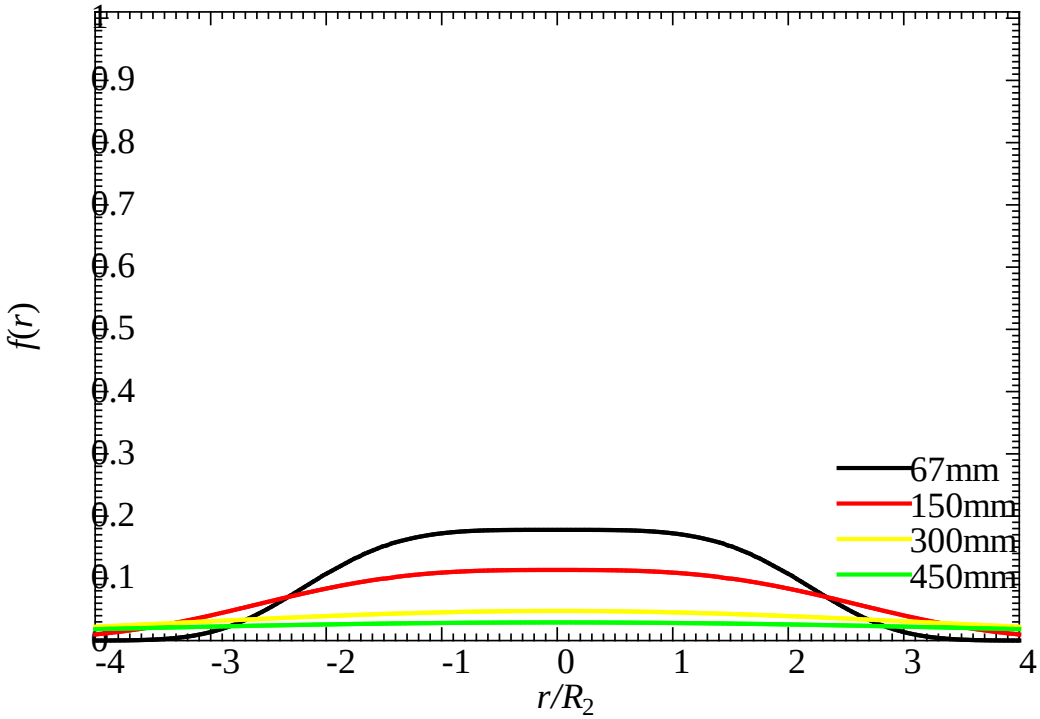


Fig. 3.101 Density distribution（nozzle with flow conditioner，20MPa）

さらに等価半径 a について圧力ごとに整理を行うと，次のような結果が得られる．グラフの横軸はノズル出口からの距離，縦軸を等価半径 a とし，ノズル出口からの距離 0mm の場合の a はノズル半径に等しいものとしている．これより高圧条件下ではノズル出口からの距離が大きくなるのに伴い，ジェットの径も拡大していくことがわかる．一方低圧条件下ではノズル出口直後より，ジェットの径がわずかであるが縮小していく様子が確認できる．これは縮流と呼ばれる現象であり，これによりノズル出口での噴流幅は小さくなり，噴流中心付近の速度は増加する．しかし噴流外縁に強いせん断力が生じるため，ノズルからの距離が大きくなると周囲の空気を巻き込みながら噴流幅を増加させ，それに伴って最大速度が減少するといった挙動が生じていると考えられる．整流器の有無による影響については，ノズル出口付近では整流器ありの方が a の値が大きいが，距離が大きくなるにつれ整流器なしの方が噴流幅が大きくなる傾向が見られた．これにより整流器機構の有無によって，ウォータージェットに対して噴流幅を均一化するといった影響を与える可能性が考えられる．

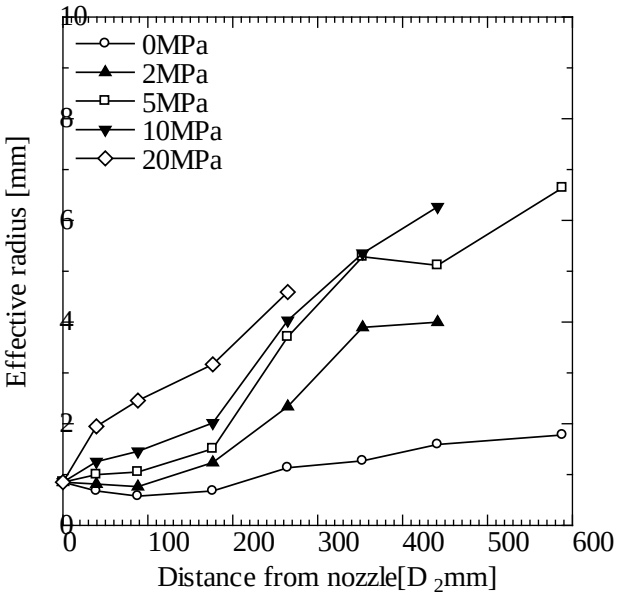


Fig. 3.102 Effective radius of water jet（normal nozzle）

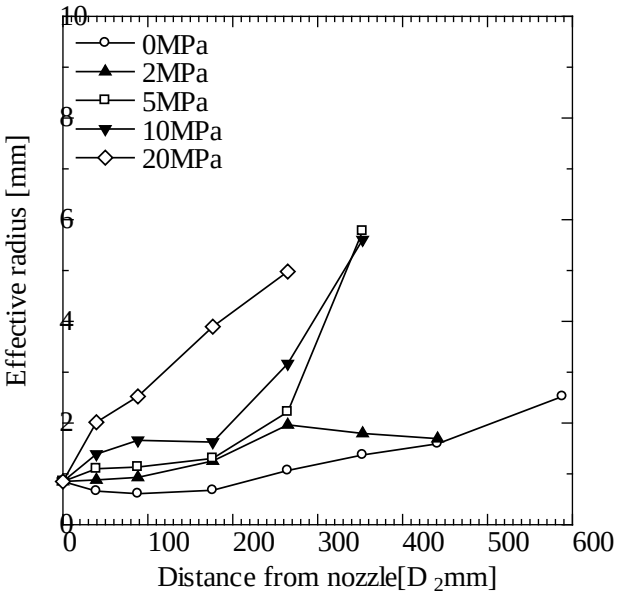


Fig. 3.103 Effective radius of water jet（nozzle with flow conditioner）

以上の操作により，整流器の有無に因らずジェットの密度分布を合理的に求めることができる．密度分布とその分布を持つ領域の面積にベルヌーイの式によって導かれたノズル出口の流速を掛けて流量を算出する．領域面積は 3.9 節の

場合と同様に円または円管領域とし，流速についてもノズル出口から変化しないものと仮定する．こうして求めた密度分布からジェットの流れ方向の流量を算出するとFig. 3.104～Fig. 3.113 に示す結果が得られる．グラフの縦軸が流量，横軸はノズル出口からの距離をノズル径D_2で基準化した値としている．データ系列は， (a)遮蔽率から算出した流量，(b) 密度分布から算出した流量，(c) ノズル出口の断面積に流速を掛けて算出した流量，(d)プランジャーポンプで測定された流量，として示している．

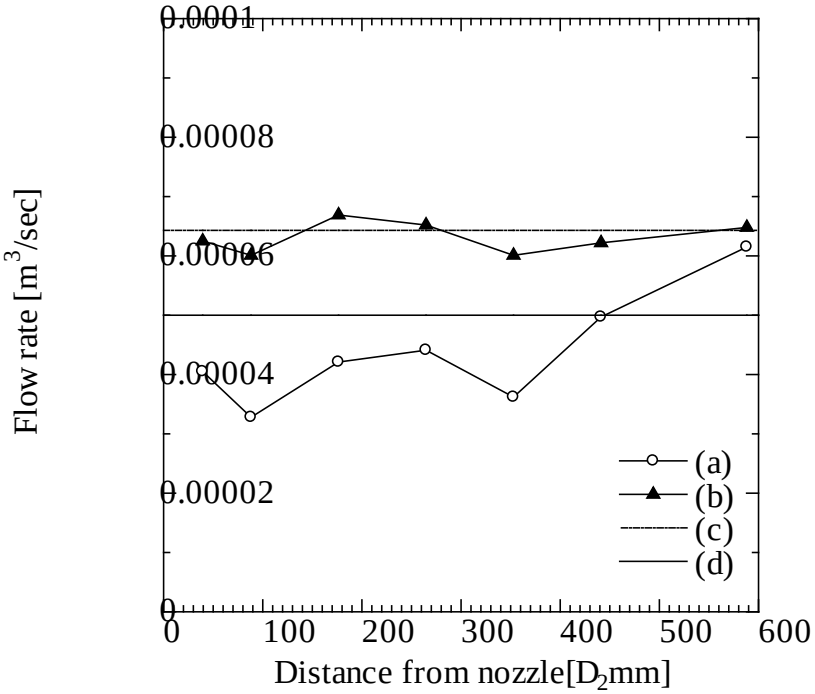


Fig. 3.104 Total flow rate of liquid phase（normal nozzle，0MPa）

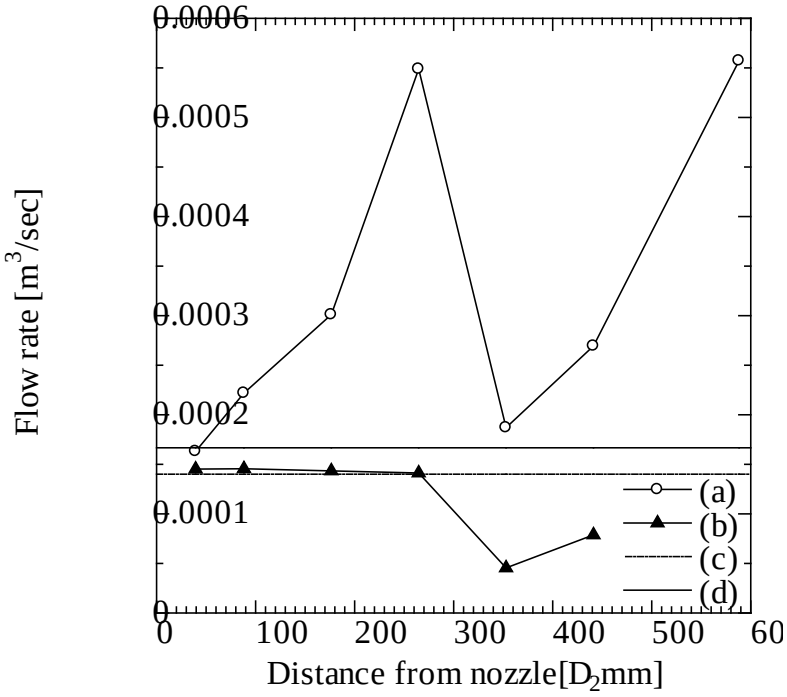


Fig. 3.105 Total flow rate of liquid phase（normal nozzle，2MPa）

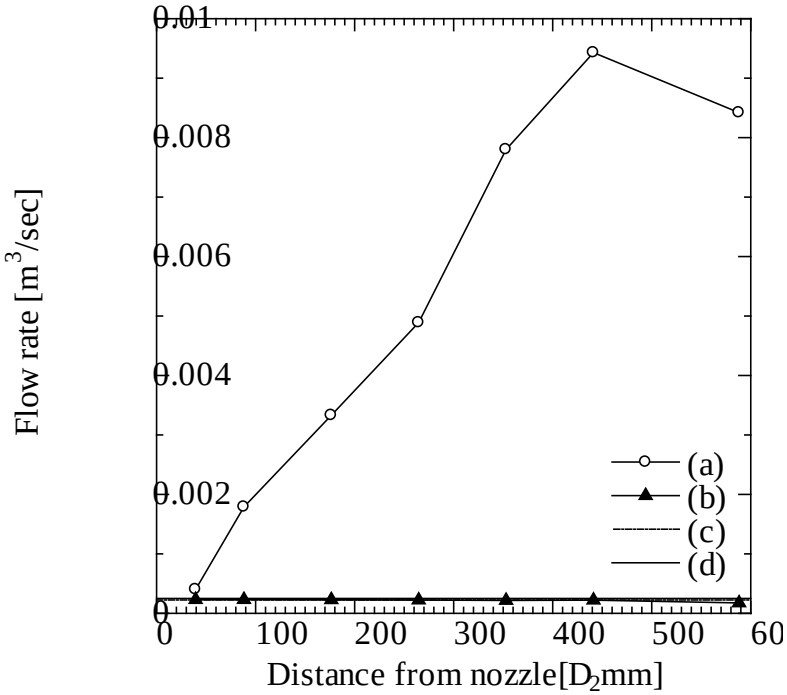


Fig. 3.106 Total flow rate of liquid phase （normal nozzle，5MPa）

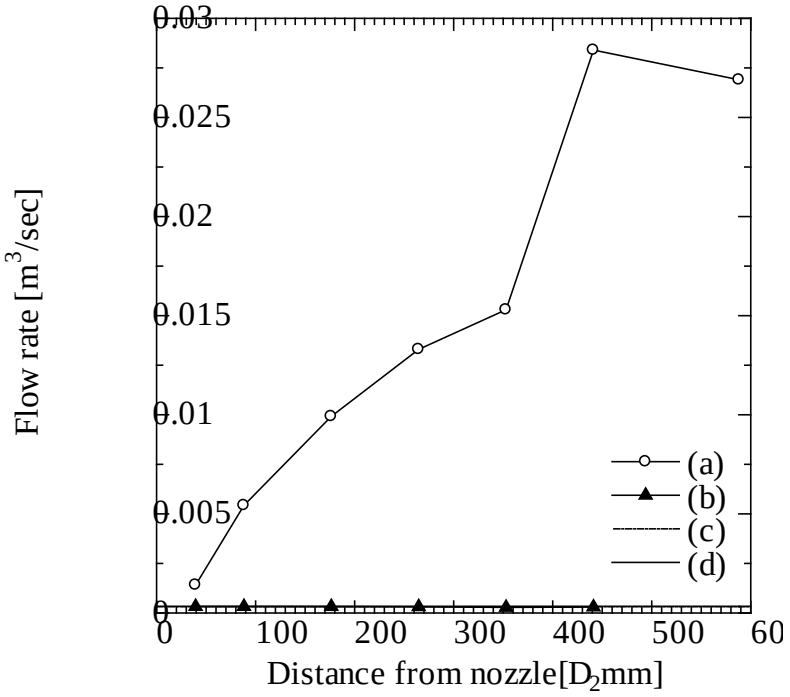


Fig. 3.107 Total flow rate of liquid phase （normal nozzle, 10MPa）

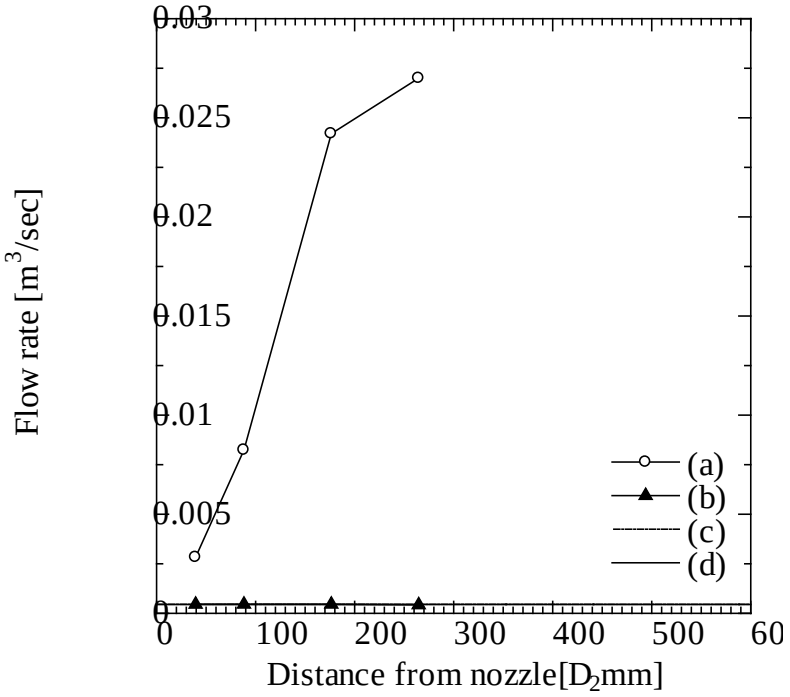


Fig. 3.108 Total flow rate of liquid phase （normal nozzle, 20MPa）

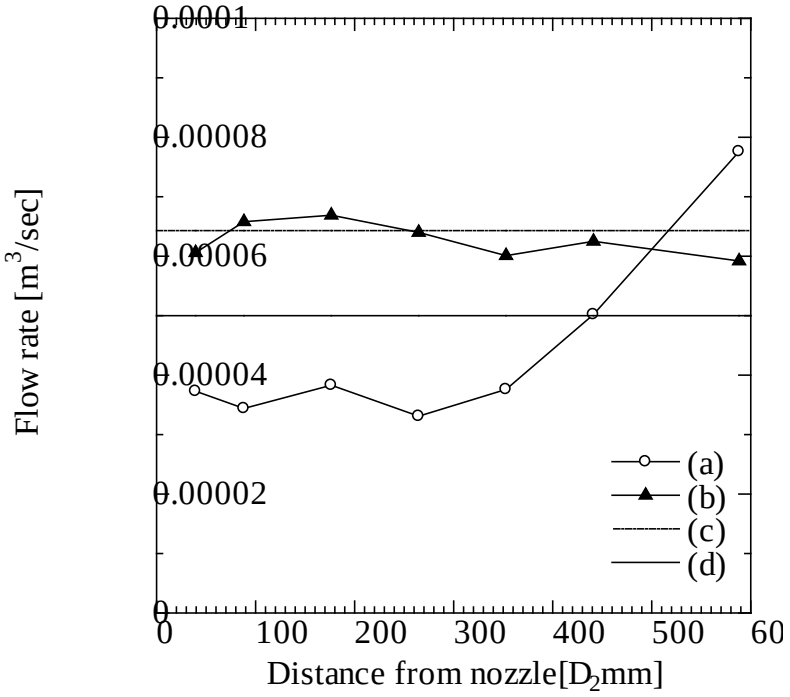


Fig. 3.109 Total flow rate of liquid phase （nozzle with flow conditioner, 0MPa）

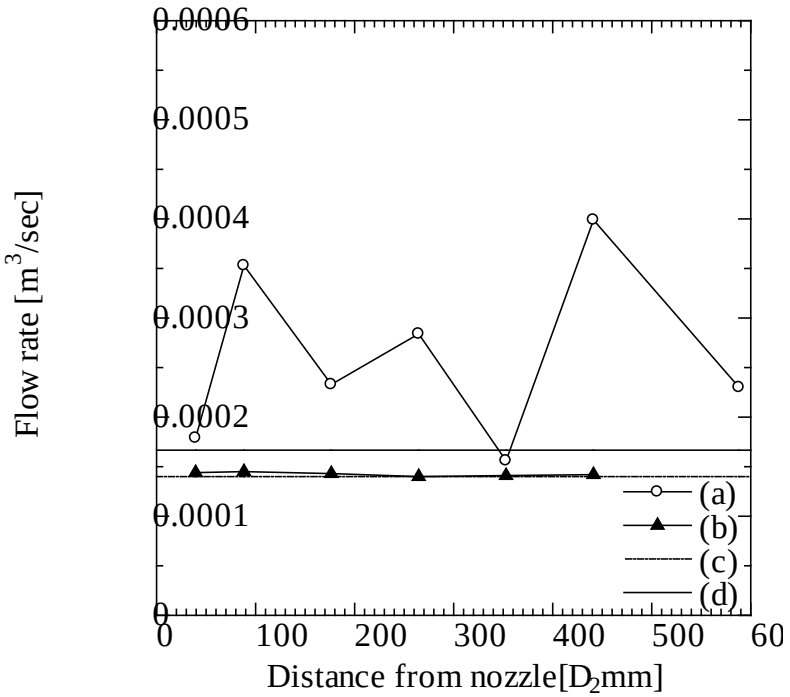


Fig. 3.110 Total flow rate of liquid phase （nozzle with flow conditioner, 2MPa）

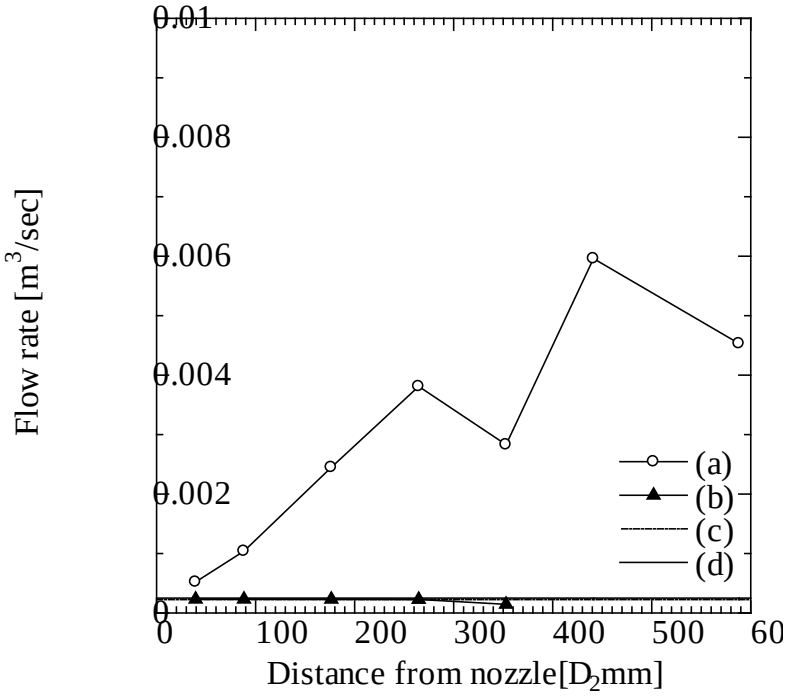


Fig. 3.111 Total flow rate of liquid phase （nozzle with flow conditioner, 5MPa）

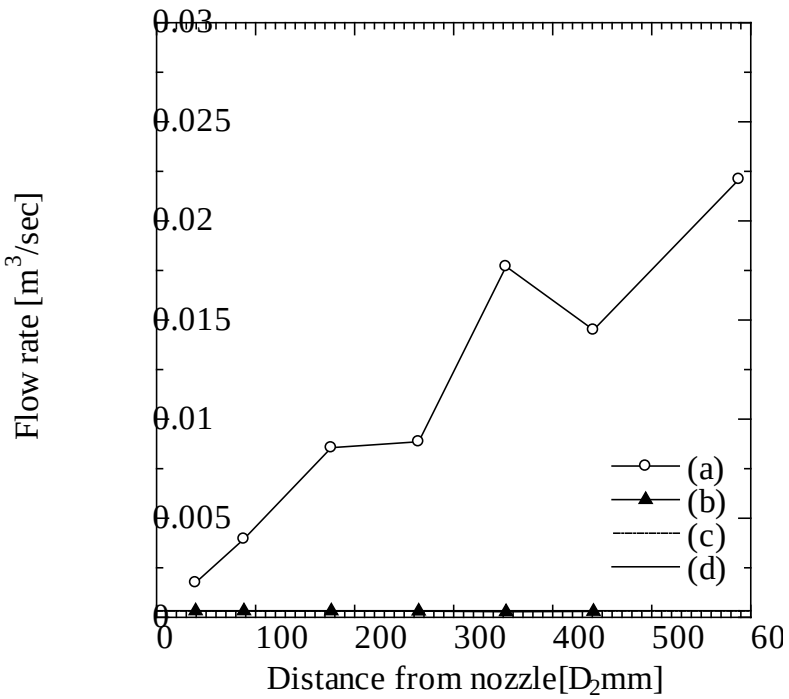


Fig. 3.112 Total flow rate of liquid phase （nozzle with flow conditioner, 10MPa）

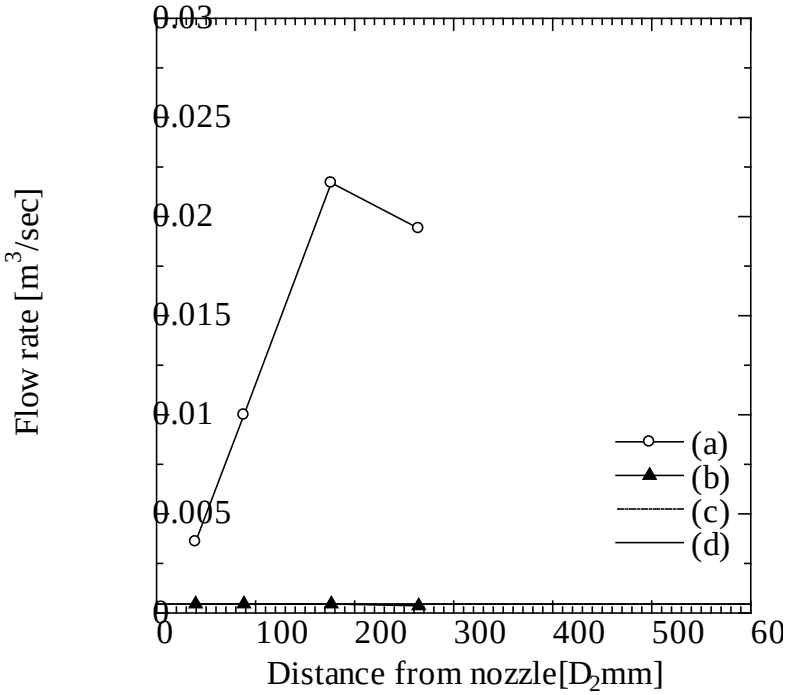


Fig. 3.113 Total flow rate of liquid phase （nozzle with flow conditioner，20MPa）

以上の結果からわかるように，（5.2.10）式で表される密度分布によって算出する流量は，質量保存則を満たす合理的な結果として得られる．一方で遮蔽率から近似を用いずに流量を算出したものは，質量保存則を十分に満たしているとは言えず，このことからも遮蔽率分布と密度分布が等価の関係でないことが分かる．

さらにこうして求めた密度分布から，ジェットの切削性能に大きな影響がある動圧分布を求める．算出した動圧分布の結果を整流器なしの場合については Fig. 3.114～Fig. 3.118 に，整流器ありの場合については Fig. 3.119～Fig. 3.123 に示す．

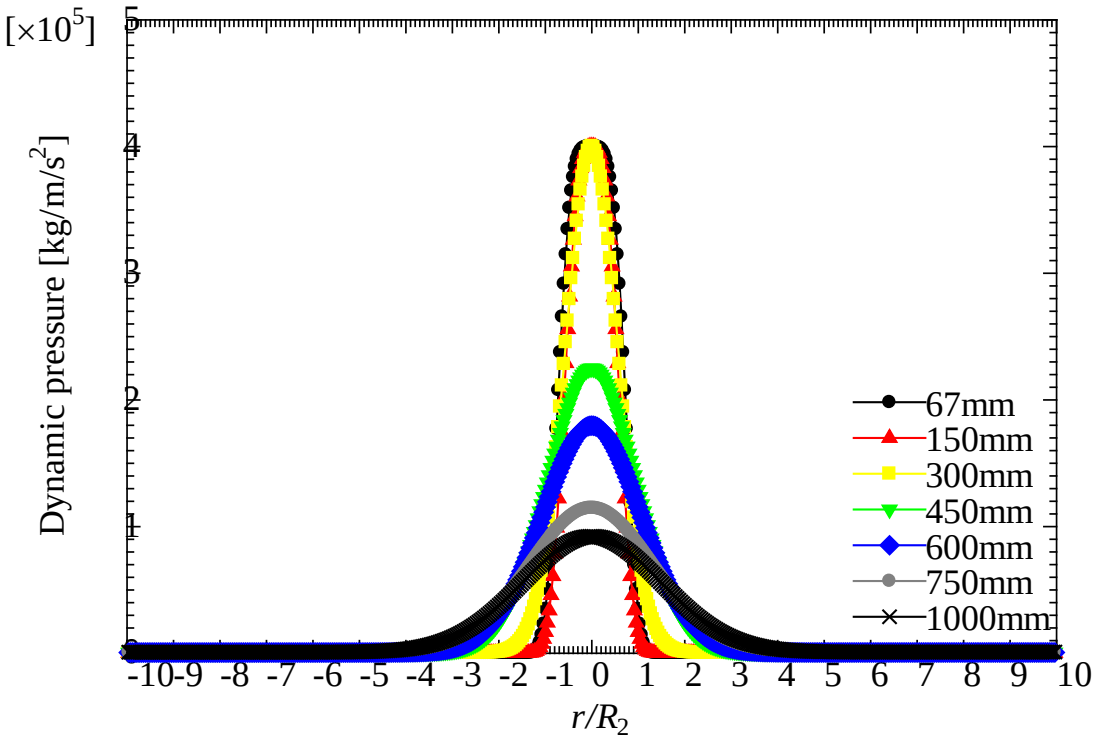


Fig. 3.114 Dynamic pressure (normal nozzle, 0MPa)

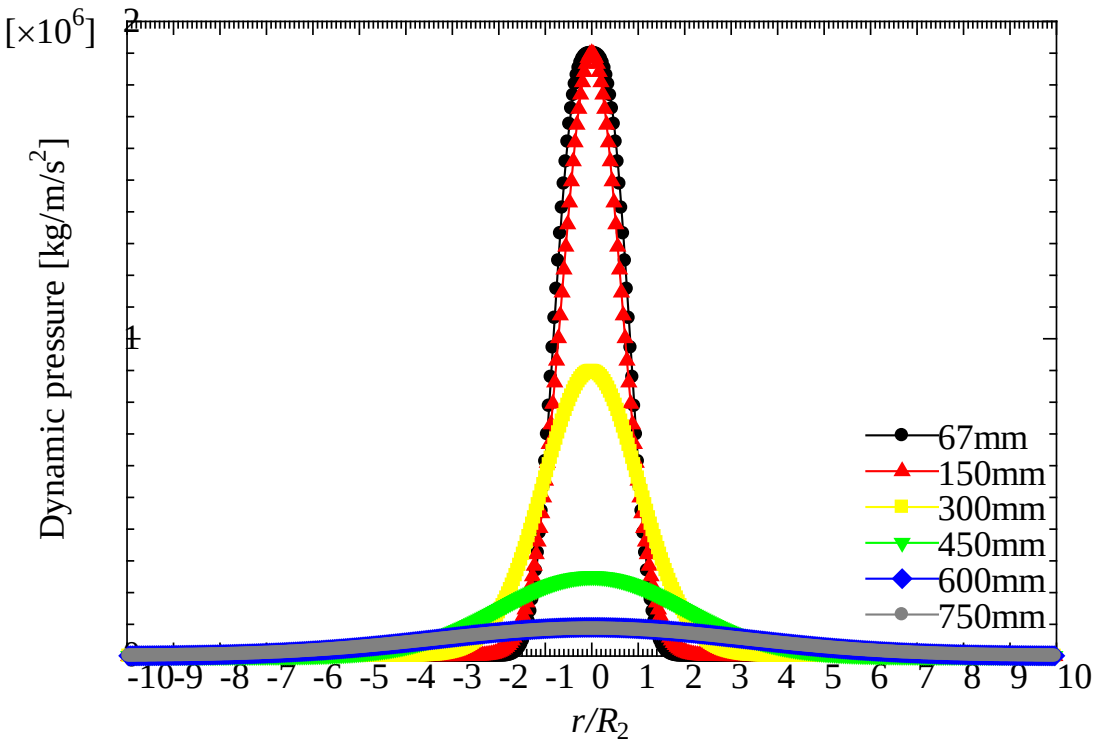


Fig. 3.115 Dynamic pressure (normal nozzle, 2MPa)

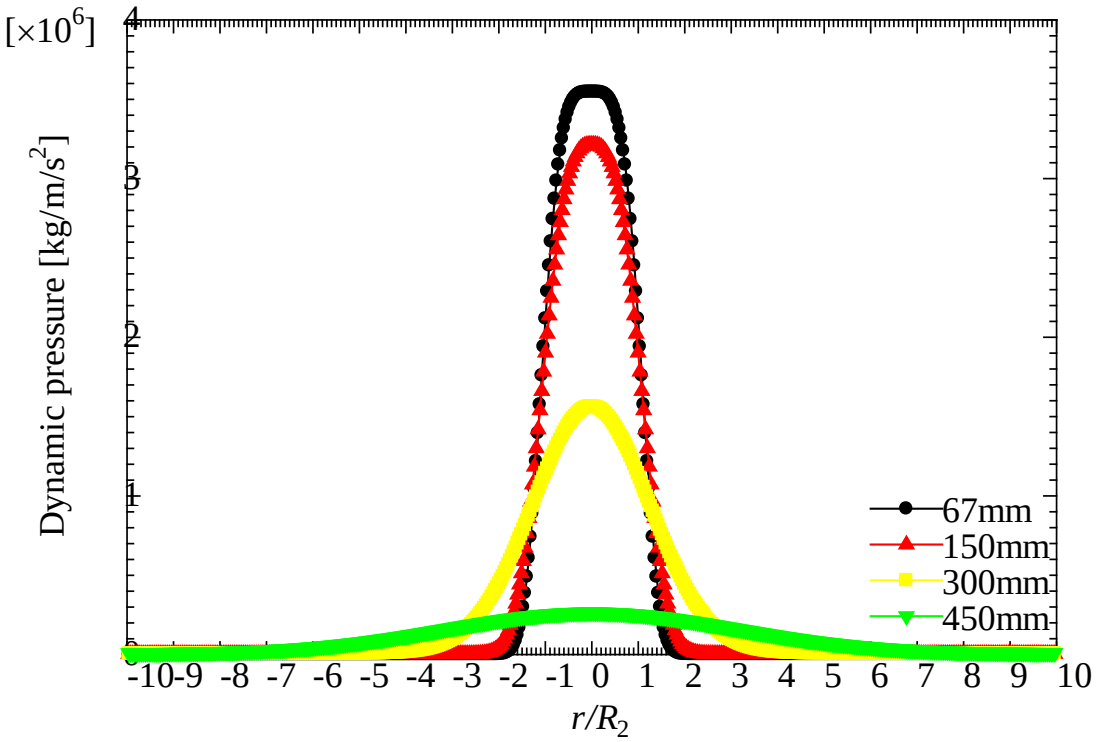


Fig. 3.116 Dynamic pressure (normal nozzle, 5MPa)

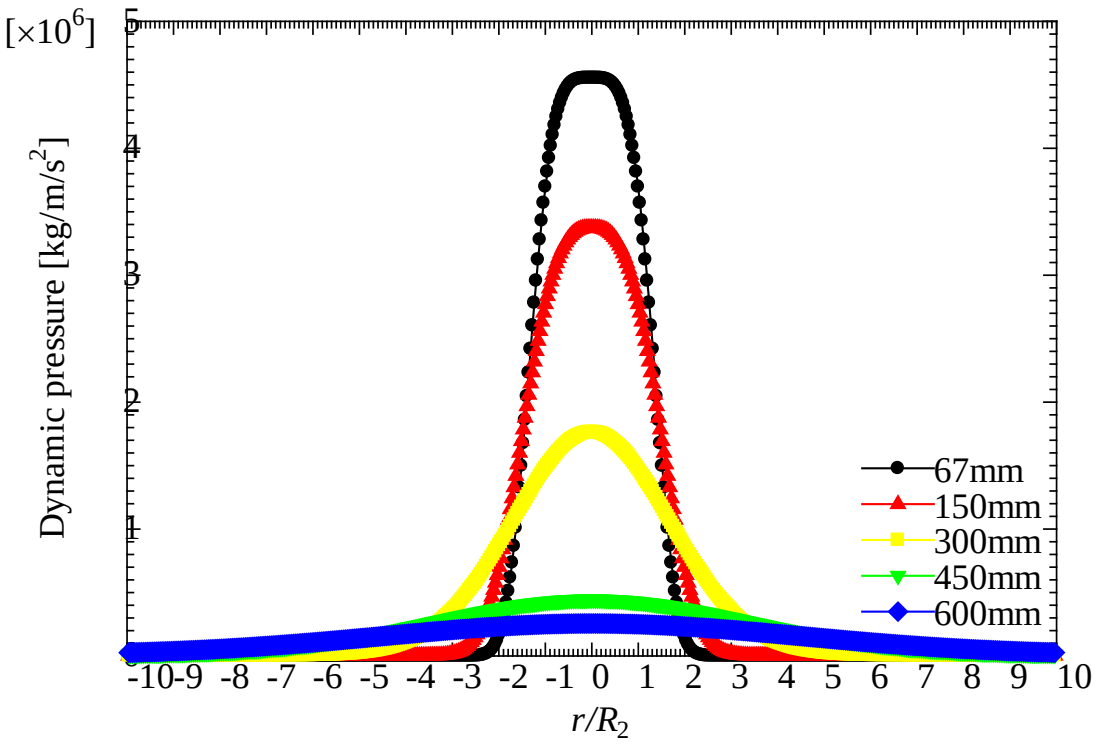


Fig. 3.117 Dynamic pressure (normal nozzle, 10MPa)

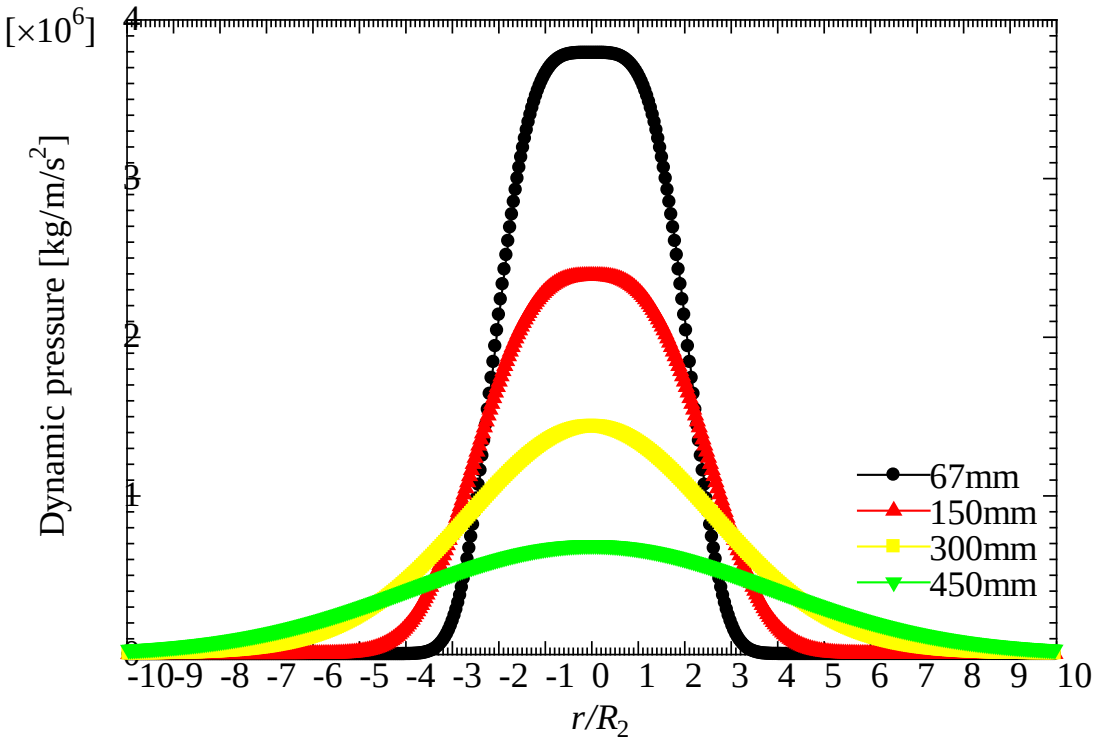


Fig. 3.118 Dynamic pressure (normal nozzle, 20MPa)

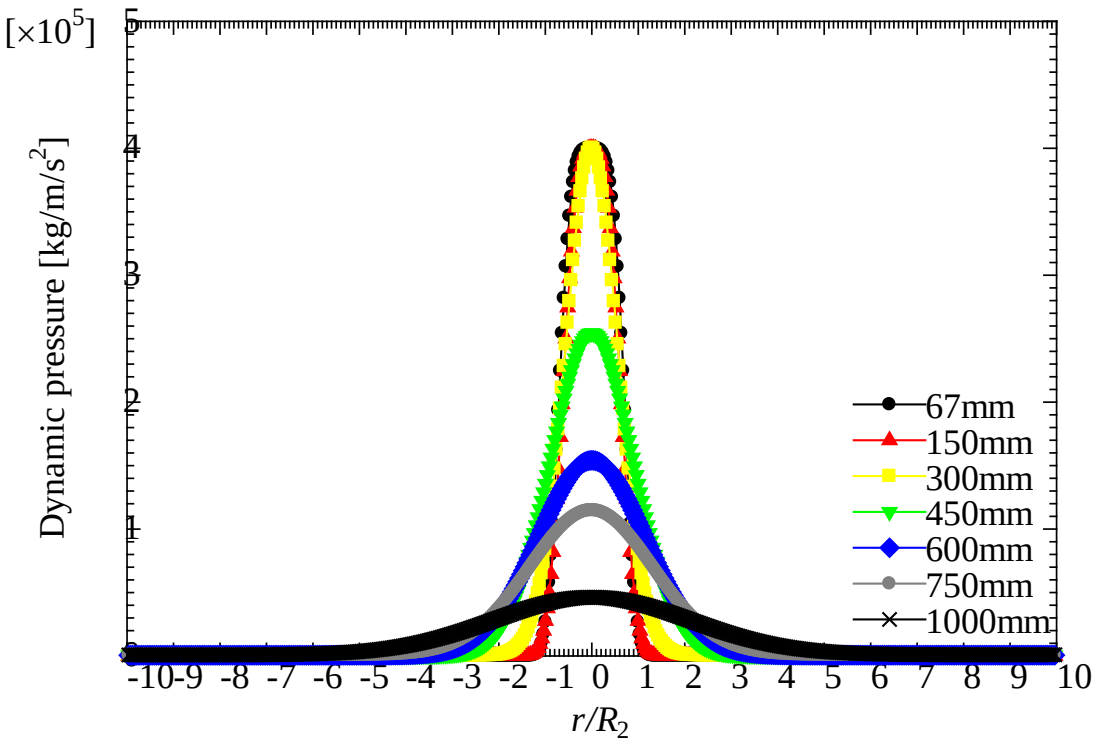


Fig. 3.119 Dynamic pressure (nozzle with flow conditioner, 0MPa)

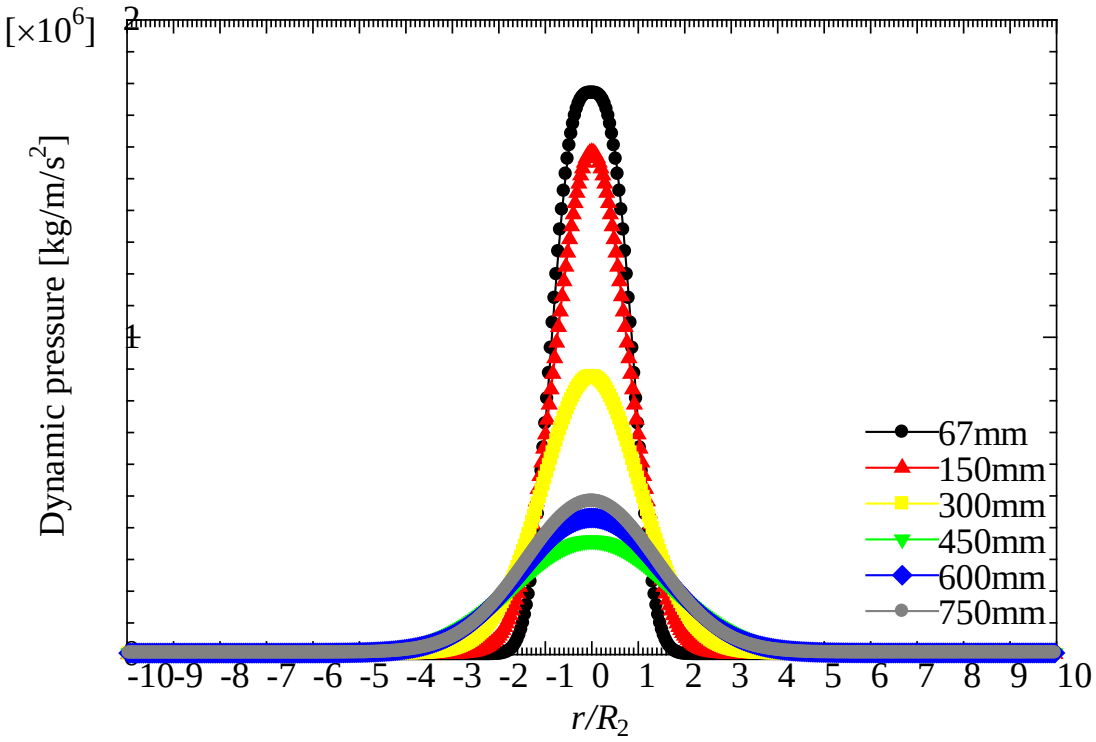


Fig. 3.120 Dynamic pressure (nozzle with flow conditioner, 2MPa)

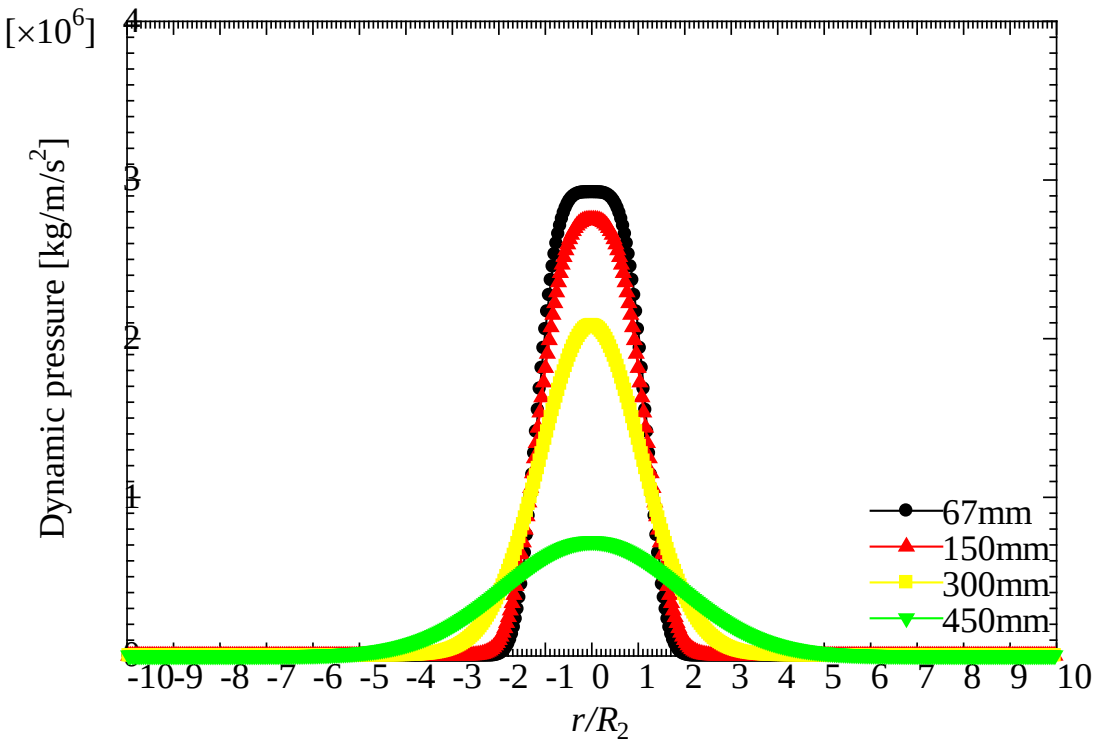


Fig. 3.121 Dynamic pressure (nozzle with flow conditioner, 5MPa)

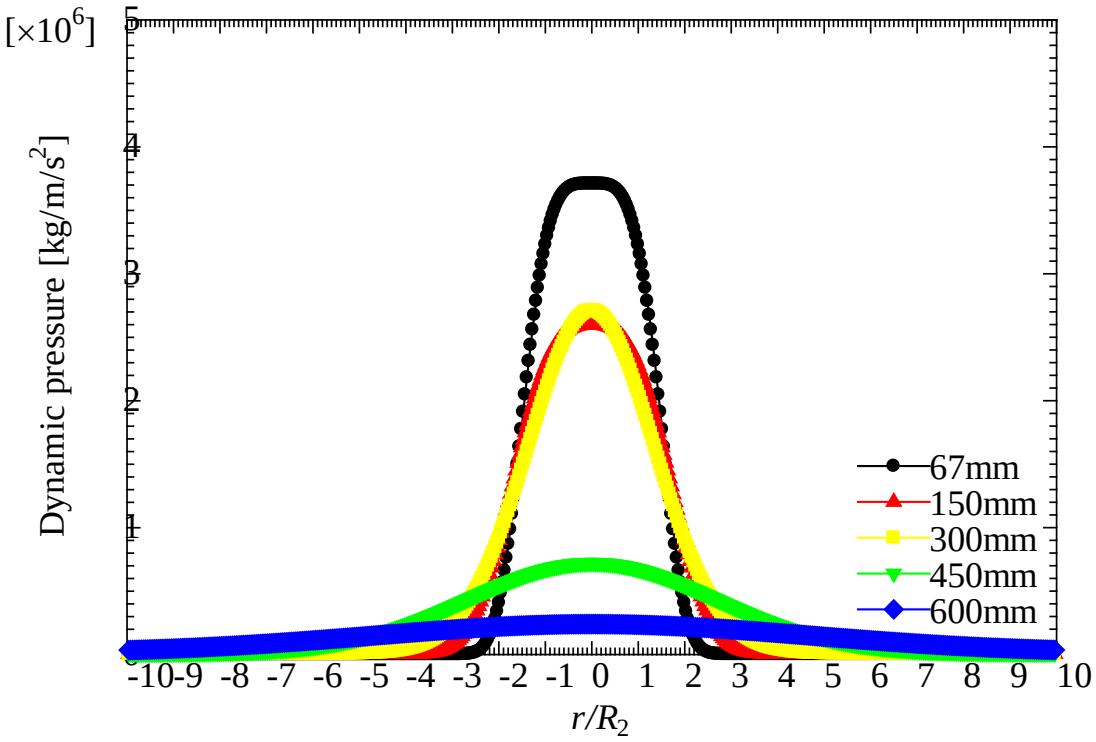


Fig. 3.122 Dynamic pressure nozzle with flow conditioner, 10MPa)

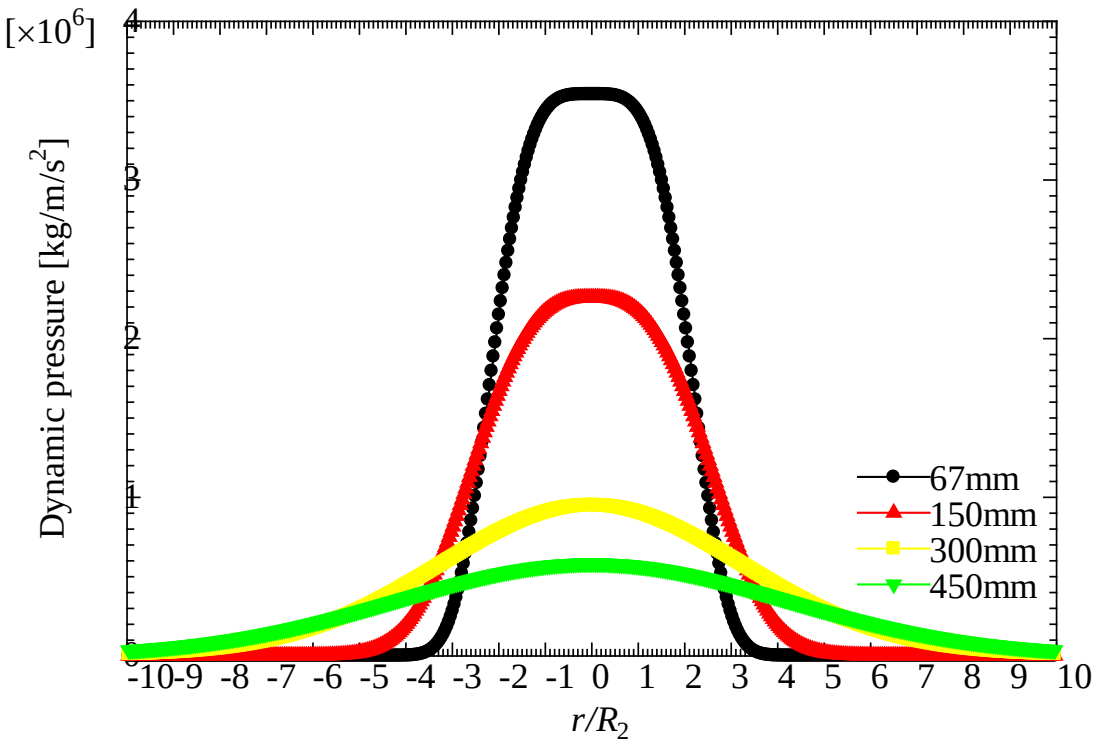


Fig. 3.123 Dynamic pressure (nozzle with flow conditioner, 20MPa)

動圧分布はノズル出口においては非常に急峻で，ジェットの広がりに応じて分布が広がっていき，中心部の動圧も下がっていく．しかしこれは平均の密度に対する動圧であって，ジェットは液滴流からなっており，中心付近の液滴の速度は遅くなっておらず速度が低下するまでのジェットの切削能力は維持されると考えられる．また一部ではノズル出口からの距離が増加するにつれて動圧が上昇している．これは低圧条件下でほぼ一定に平均化されたジェットの透過率を正規分布で近似したために生じており，今後密度分布の算出方法に改善が求められる．

3.11　計測結果と数値解析結果の比較

3.10 節で測定値から算出した密度分布と，2.2 節，2.3 節による数値計算で得られた結果を Fig. 3.124～Fig. 3.133 に示す．計測結果と解析結果を同一グラフ上に描いており，距離ごとにグラフを分け，(a)67mm, (b)150mm, (c)300mm, (d)450mm, (e)600mm, (f)750mm, (g)1,000mm として示している．

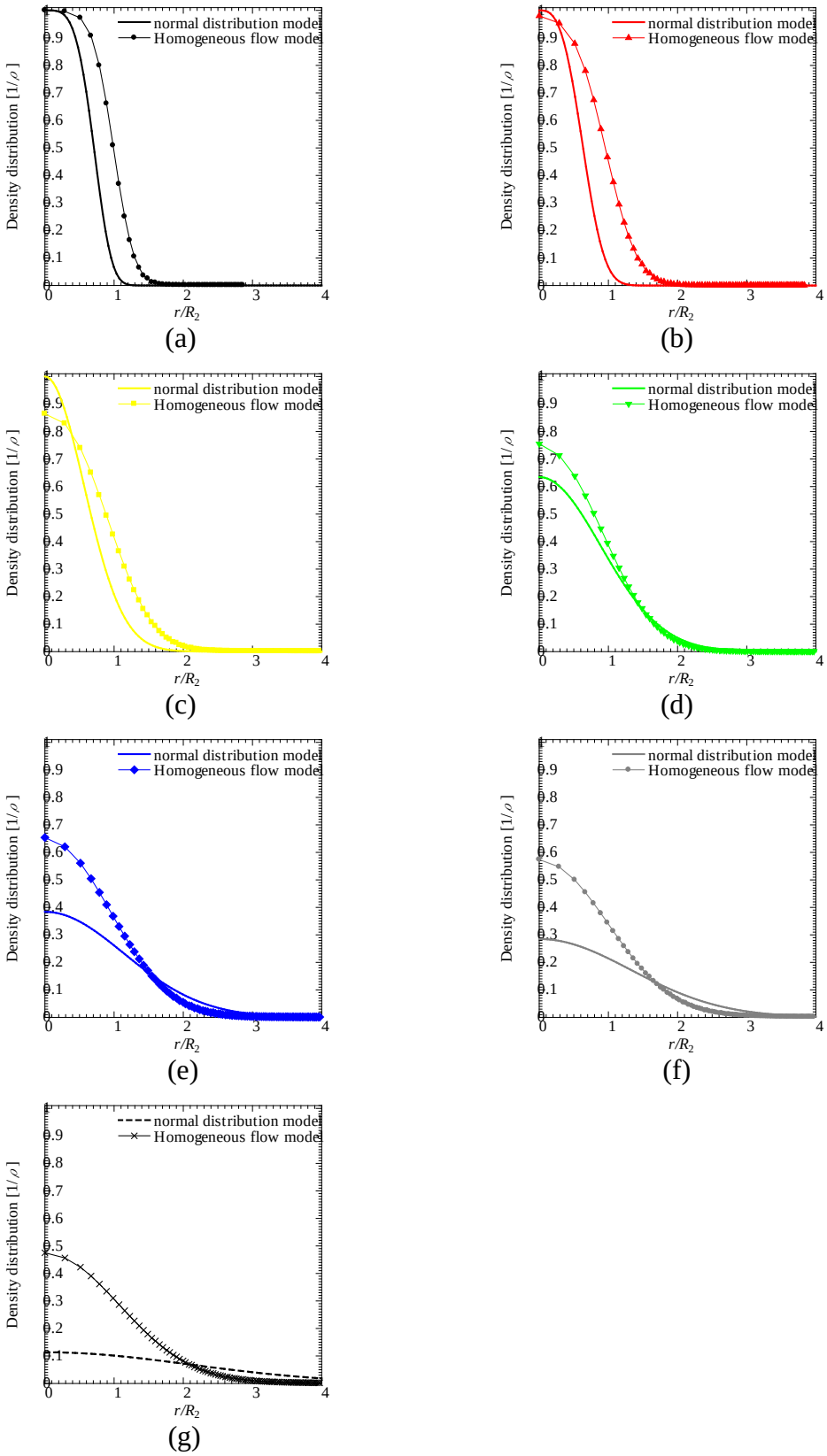


Fig. 3.124 Density distribution of experimental result and numerical analysis
（normal nozzle，0MPa）

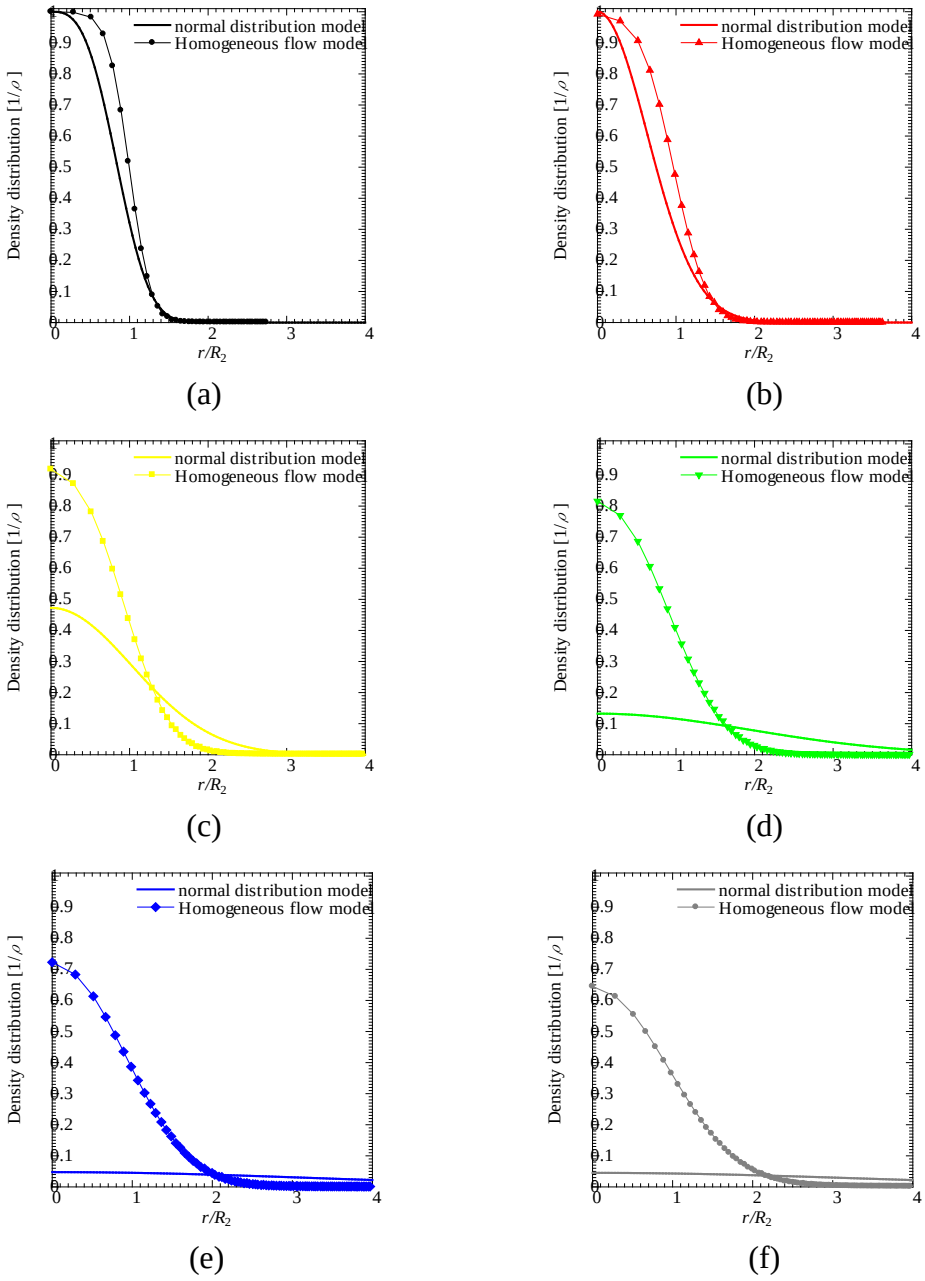


Fig. 3.125 Density distribution of experimental result and numerical analysis
（normal nozzle，2MPa）

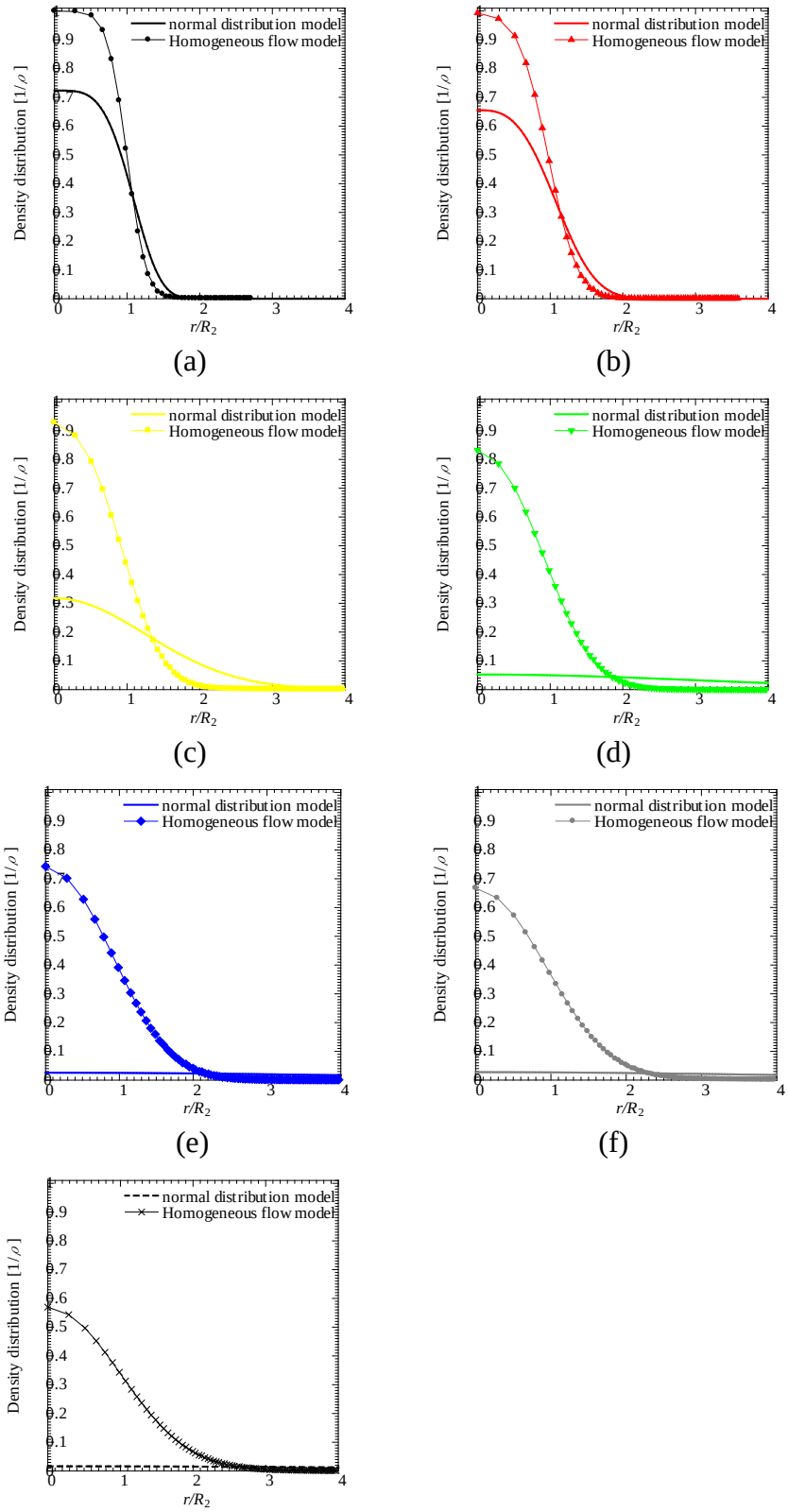


Fig. 3.126 Density distribution of experimental result and numerical analysis
（normal nozzle，5MPa）

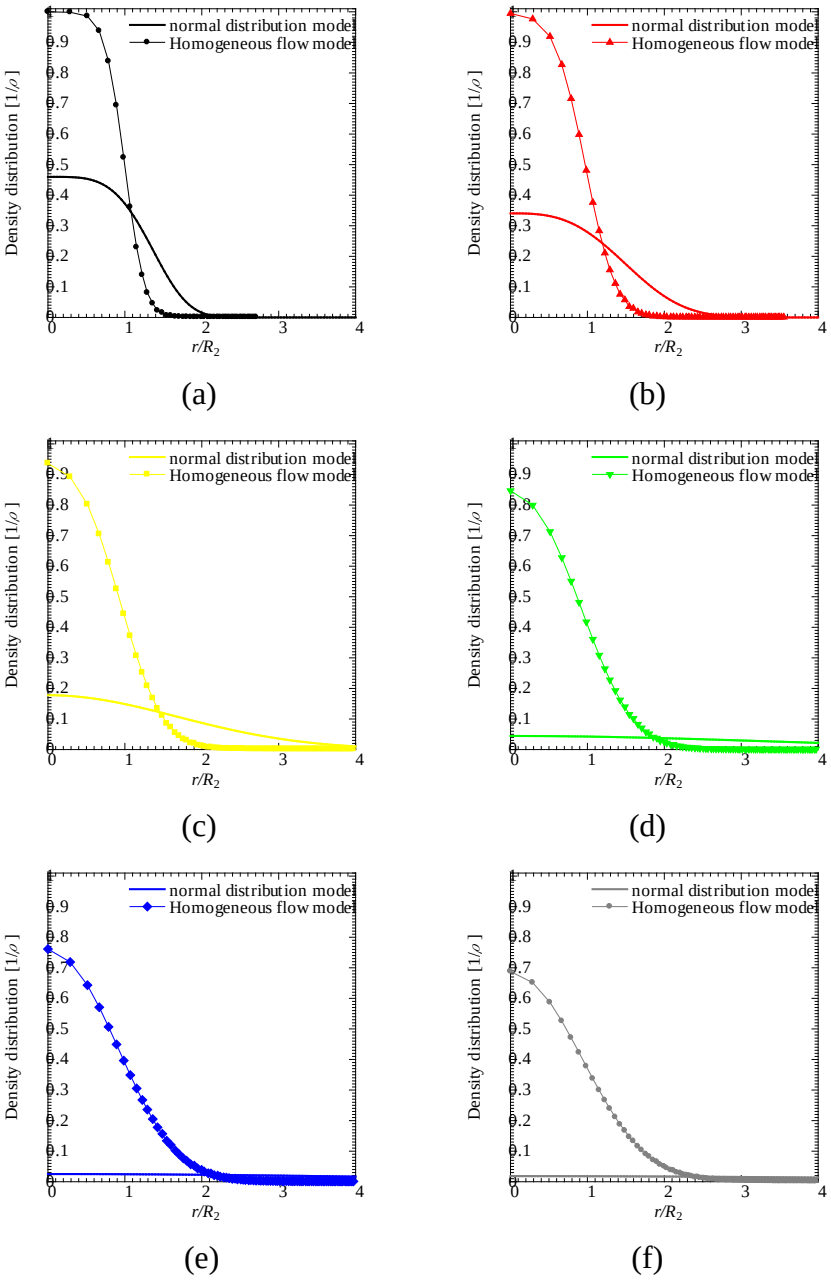


Fig. 3.127 Density distribution of experimental result and numerical analysis
（normal nozzle， 10MPa）

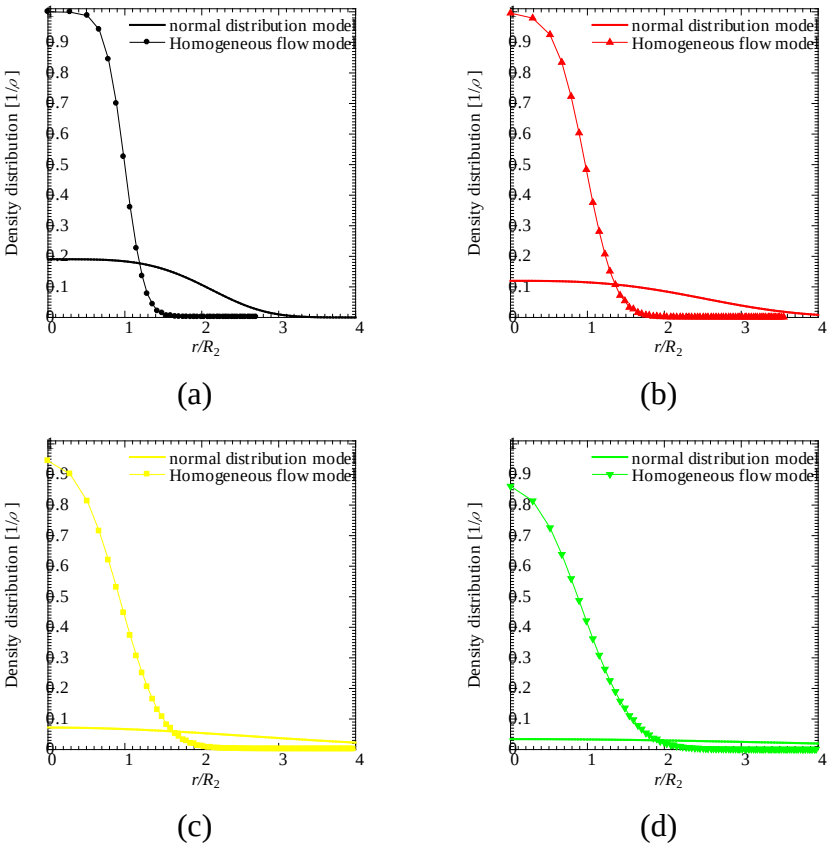


Fig. 3.128 Density distribution of experimental result and numerical analysis
（normal nozzle， 20MPa）

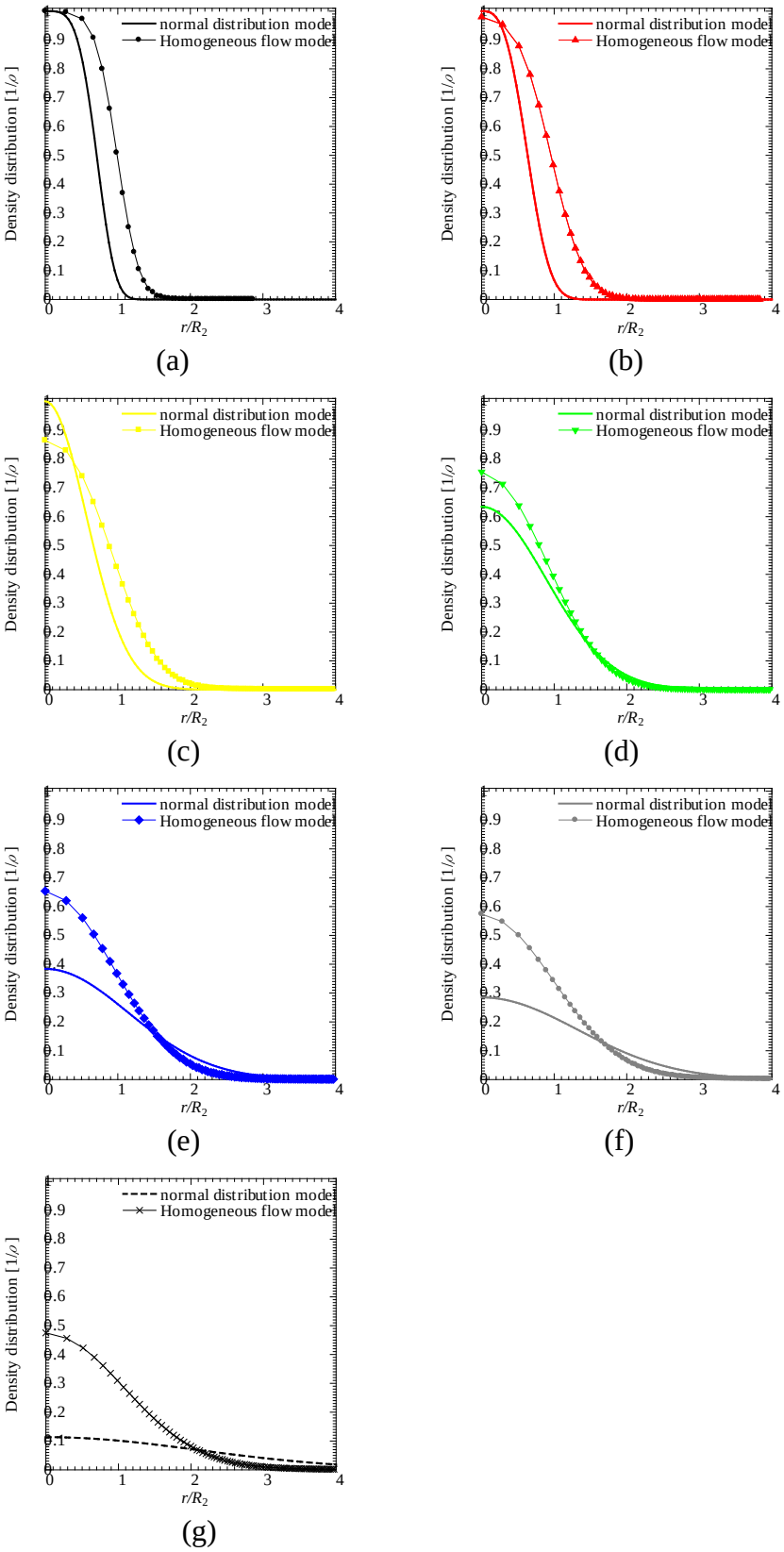


Fig. 3.129 Density distribution of experimental result and numerical analysis
（nozzle with flow conditioner， 0MPa）

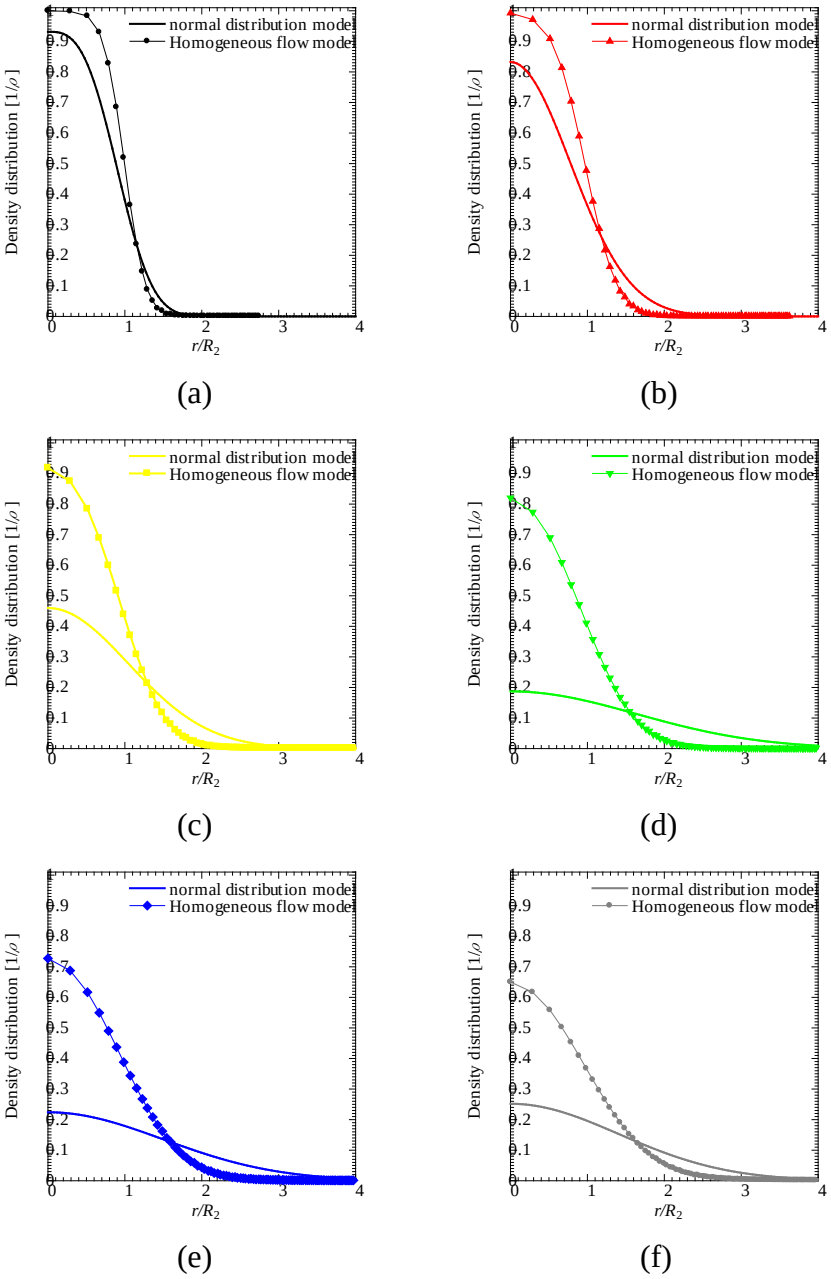


Fig. 3.130 Density distribution of experimental result and numerical analysis
（nozzle with flow conditioner， 2MPa）

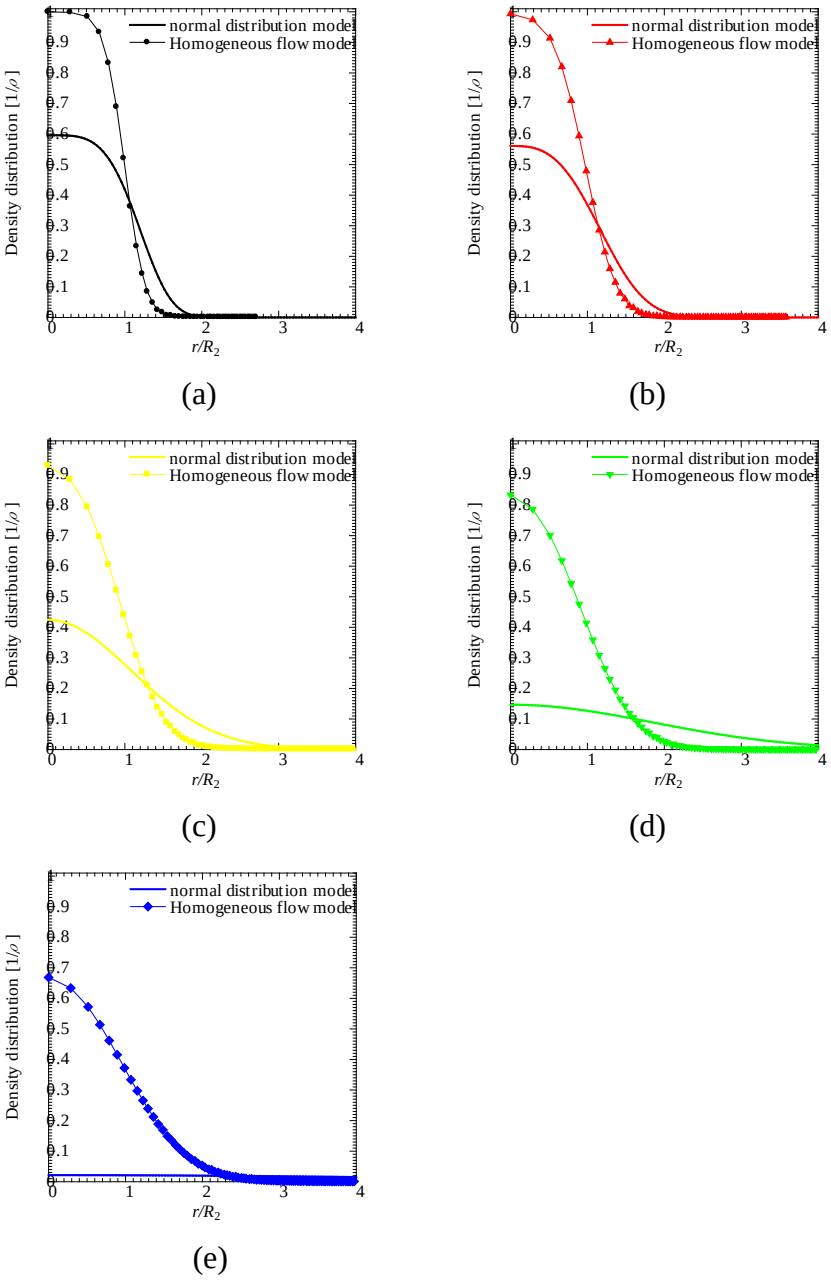


Fig. 3.131 Density distribution of experimental result and numerical analysis
（nozzle with flow conditioner， 5MPa）

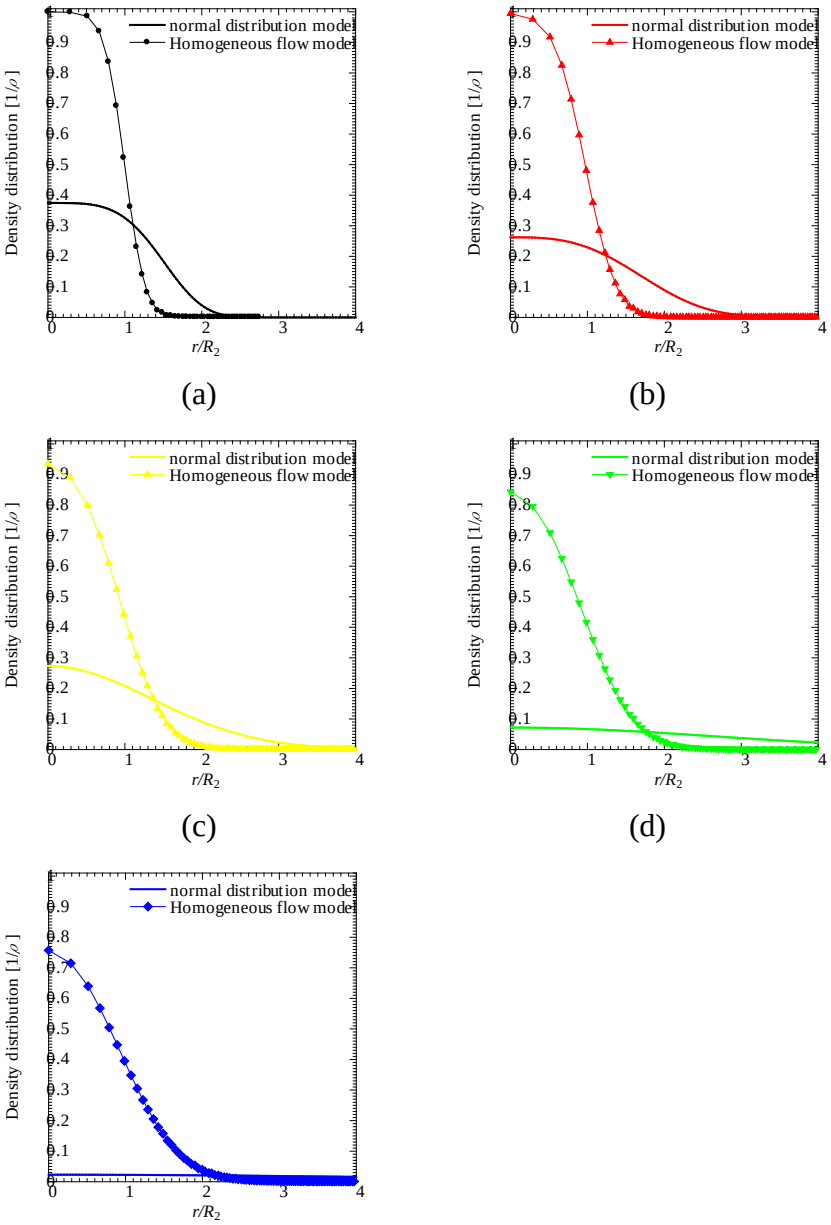


Fig. 3.132 Density distribution of experimental result and numerical analysis
（nozzle with flow conditioner， 10MPa）

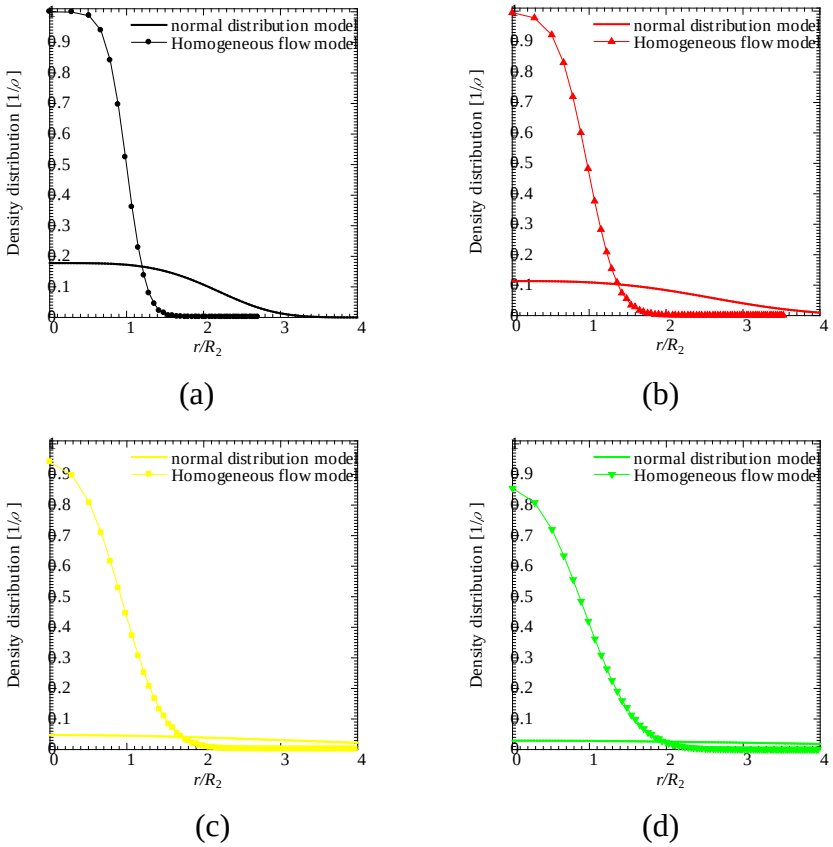


Fig. 3.133 Density distribution of experimental result and numerical analysis
（nozzle with flow conditioner，20MPa）

以上の結果より，今回測定された密度分布と数値計算によって算出された密度分布を比較すると低圧，ノズル出口付近では一致はよいがノズル出口から離れるに従って差異が大きくなる場合がある．これはここで行ったような極めて高速のウォータージェットについて，乱流速度などの詳細な物理量の測定が未だ十分に得られていないことや，二相流のモデルに更なる改良が必要であることも事実であるが，ここでの解析では，従来解析されたことがなかった極めて高速のウォータージェットの半径方向の密度分布や速度分布，乱流分布の流れ方向への変化が詳細に予測され，それが実測された密度分布によって実際に検証された．このこと，本研究で取り扱った様な高速のウォータージェットについ

ても，シミュレーションによってその流動特性を予測し，その性能を評価することが可能であることを示している．

実験結果とシミュレーション結果の一定が十分でない原因としては，ジェットの数値解析モデルの改良も必要なことは勿論であるが，密度分布の実験についても今後改良が必要であると考えられる．これは特にノズル出口からの距離が大きい場合にはレーザーシュリーレン法による測定領域よりもジェット径が大きくなる場合があり，ジェット全体を撮影することができず，測定画像のバックグラウンドノイズが大きいことによって，実測値の密度分布の不確定性が大きくなることも考えられる．これについては現在，より広い領域のジェットの測定を,バックグラウンドノイズを少なくして行う手法を開発中である．

以上のことを考慮すると，本研究によって，ここで述べた様な極めて高速のウォータージェットの流動構造のシミュレーションを初めて行い，実験結果と一定の一致を見たことは，ウォータージェットの流動構造を解明する上で極めて大きな意義を持ち，ウォータージェットの性能評価や性能改善への実用的な寄与も大きいと考えられる．

記号表

Δx	遮蔽板通過距離	[mm]
I	レーザー光強度	[W/mm^2]
μ	線減弱係数	[mm^{-1}]
l	検査対象の通過距離	[mm]
y_i	投影データ	[－]
C_{ij}	検出確率	[－]
Δh	台形則刻み幅	[mm]
j	メッシュ番号	[－]
i	検出器位置番号	[－]
λ	条件付き期待値	[－]
x_{ij}	光子数	[counts]
L	対数尤度	[－]
k’	繰り返し回数	[－]
P	事後確率	[－]
E	期待値	[－]
α	局所透過率	[－]
γ	透過率	[－]
h	高さ方向移動距離	[mm]
R_1	ノズル半径（直管型）	[mm]
R_2	ノズル半径（モニタ型）	[mm]
D_1	ノズル直径（直管型）	[mm]
D_2	ノズル直径（モニタ型）	[mm]
z	軸方向移動距離	[mm]
P_{inj}	ジェット圧力	[MPa]
L_1	第一主レンズ	[－]
L_2	第二主レンズ	[－]
F_2	第二主レンズ焦点距離	[mm]
θ_y	y 方向屈折角	[rad]
d	観測領域幅	[mm]
a	結像高さ	[mm]
k	乱流エネルギー	[J/kg]
ϵ	乱流エネルギー散逸率	[m^2/s^3]
ρ	密度	[kg/m^3]
μ	粘性係数	[Pa·s]

μ_t	乱流粘性係数	[Pa·s]
G_k	乱流エネルギー生成項	[Pa/s]
C_2，$C_{1\epsilon}$，C_μ	定数	[－]
σ_k，σ_ϵ	乱流プラントル数	[－]
S_k，S_ϵ	ユーザー定義ソース項	[－]
S	歪み速度強さ	[1/s]
Re_y	乱流レイノルズ数	[－]
l_μ	長さスケール	[m]
C_l^*，A_μ，A_ϵ	定数	[－]
κ	カルマン定数	[－]
U^*	無次元速度	[－]
y^*	無次元距離	[－]
ρ_m	ジェットの平均密度	[kg/m^3]
ϵ_m	乱流運動量拡散係数	[－]
D_p	ジェットの拡散係数	[－]
l_T	混合距離	[mm]
v’	乱流速度	[m/s]
C	分布密度係数	[－]
a	ジェットの等価半径	[mm]
ρ_A	空気密度	[kg/m^3]
ρ_W	水密度	[kg/m^3]
f(r)	水の体積率	[－]
A	減衰係数	[－]
u	流体速度	[m/s]
u_o	ノズル直後の流体速度	[m/s]

第４章　高速ウォータージェットの高度化技術の応用展開

4.1　地盤改良技術への応用

4.1.1 序論

近年，地盤改良工事において BCP・ストック・環境といった分野が重視され，また官から民へといった市場のシフトも起こる中で，従来以上に地盤改良を低コスト，高品質にという要求や，産業廃棄物を如何に低減するかといった環境負荷低減の要求が高まっている．

このような状況から，ケミカルグラウト(株)が四十年余り蓄積してきたジェットグラウトのノウハウと施工実績を元に開発した JETCRETE 工法も，より低コスト，より高品質を目指し，ツールスをより高性能化することで他社に真似の出来ないケミカルグラウト(株)独自の工法として発展させるべく研究開発を進めてきた．

JETCRETE 工法の特徴は，小さな施工機・ツールスを使用して，目的に合う自在な有効径，地盤改良強度を任意に設定可能なこと，狭隘な場所でも施工が可能なことである．これを更なるコスト低減するには，小さい施工機でツールスの能力を最大限に発揮して地盤を長距離切削することで大きな改良体を造成し，更に高速引上げすることが最も有効な手法となる．そのためには地盤切削能力に影響する噴射装置から，如何に収束した鋭い噴流を発生させるかが重要となる．噴流の性能評価手法として，本研究でこれまで開発を行ってきたレーザーを用いた光学計測手法による噴流撮影解析を用いる．これにより，噴流そのものを高速度 CCD カメラで撮影し，噴射装置の内部構造や圧力・流量の変化で噴流内外に起こる現象を捉え，新しい噴射装置開発に繋がる解析を行うものである．このような試みから生まれたのが新型特殊噴射装置である．この特徴は，従来の噴射装置では困難だったノズル出口からの噴流の乱れを，ノズル出口までの圧力・流量に影響を与えることなく劇的に抑えることが可能となった

ことである．

そこで本実験では，実地盤において新型特殊噴射装置が従来型噴射装置に比較してどれだけ大きな改良体を造成することが出来るのか，出来上がった改良体はどのような品質を持つものなのかについて比較検証する目的で実験を行った．

その結果，わずか外径φ45mm の二重管ロッドを使用して従来型に比較して1.3 倍以上の大径改良体造成が可能なことを確認した．この改良体の到達直径はφ5.3m となり，この到達直径のみの比較では，外径φ140mm の二重管を使用する Superjet に匹敵するものである．ノズル部の引上げ方式について，ステップ(段階引上げ)・スパイラル(無段階引上げ)といった違いによる造成径の変化はなく，ステップ機構を持たない汎用機への応用展開も問題はないと思われる．これにより地下水の止水やシールドマシンの立坑からの発進防護といった，強度を必要としない施工であれば Superjet と比較して大幅なコストで施工可能と思われる．また，液状化対策として従来の GEOPASTA 工法と比較しても 3 割程度のコスト低減が可能と思われる．

改良体の品質については，噴流の鋭さ故に，改良体断面の改良部と未改良部が層状を成しており，液状化防止技術としては現状でも十分使用可能と思われるが，その評価方法を今後明確にしていく必要がある．また従来と同様に一軸圧縮強度を出すためには，噴射装置の取付け方法，引上げピッチの最適化等をすることで対応していくことが可能と考えられる．

また、新型特殊噴射装置によるエアなし改良体は，エアあり改良体の到達直径の 34%にとどまった．しかし，従来型噴射装置による改良体の直径と，本実験での到達径と同様の値が求められ,一般に経験則として云われる「エアありの 6 割」に当てはまる．この結果から，エアなしの場合は従来型との能力差がほとんど発生していない可能性がある．この要因としては Superjet，Superjet-Midi 等と比較した場合，吐出量が圧倒的に少ないことで減衰が早く起こることが推定される．新型特殊噴射装置は，既存のジェット噴流の概念，使用法を大きく変化させる可能性を持っている．まずは，従来型に取って代わる工法として確立

Fig. 4.1 Water jet from normal nozzle

Fig. 4.2 Water jet from the nozzle with flow conditioner

していくことを最初の段階とする．しかし今後は，新型特殊噴射装置のメリットを最大限に生かせる使用方法について探っていくことで，全く新しいジェットグラウト工法を構築することが重要である．

尚，本実験では便宜上，整流器を用いたものを新型特殊噴射装置，整流器を用いないものを従来型噴射装置と呼称している．

Fig. 4.3 JETCRETE column by normal nozzle (φ4.0m)

Fig. 4.4 JETCRETE column by the nozzle with flow conditioner with stepped lifting (φ5.3m)

Fig. 4.5 JETCRETE column by the nozzle with flow conditioner with spiral lifting (φ5.3m)

4.1.2　基礎実験

新型特殊噴射装置が従来型噴射装置と大きく異なる点は,噴射装置上流側の乱流の影響を大幅に減少・整流する効果 (Fig. 4.1，Fig. 4.2)である．これにより鋭い噴流を発生させ，従来では不可能だった距離まで到達可能となった．プレスケール (感圧紙) に噴流を当て，その形状を調べると，コア(噴流の強さによりプレスケールに開いた穴) が発生する距離が従来型噴射装置に比較して 1.4 倍の距離まで到達した．この結果を受け，ミルク噴射による耐久試験を行い，従来型噴射装置の交換サイクル累計吐出量250m^{3}をクリアした．

4.1.3　実地盤造成実験

①　新型特殊・従来噴射装置性能比較実験

これらの結果を踏まえ,実地盤での新型特殊・従来噴射装置性能比較実験として，双方の噴射装置を同仕様で施工した場合，造成形がどの程度拡大するのかについて確認するのが今回の造成実験であった．使用機材はφ45mm ロッド・造成マシン D2 仕様

Fig. 4.6 Cross section of the JETCRETE column by normal nozzle

Fig. 4.7 Cross section of JETCRETE by the nozzle with flow conditioner

Fig. 4.8 The distance of the water jet reaches 5.5m at maximum

JETCRETE をベースとしている．

その結果，N 値 20 未満の砂層において，到達直径はエアありの場合，従来型噴射装置改良体φ4.0m (Fig. 4.3)に対し新型特殊噴射装置改良体はφ5.3m (Fig. 4.4)と，1.325 倍となった．

引上げ方式は，ステップ・スパイラル (Fig. 4.5)ともにほぼ同径であった．これにより新型特殊噴射装置が地盤を鋭く遠くまで切削しているということが言える．

しかし縦断面で見た場合，従来型噴射装置では一体の円柱改良体とみなせる，杭機能や止水性を持たせられる断面(Fig. 4.6)を持っているのに対し，新型特殊噴射装置では，改良部と原地盤が層を成しており (Fig. 4.7) 従来の一軸圧縮試験や一連のコアが回収できないため，円柱改良体とは言えない．これは噴流が鋭すぎるため，引上げピッチ分の原地盤を切り崩せていないことによると思われる．噴流の鋭さを示している点として，ロッドの回転を一時的に停止させた箇所では到達距離が 5.5m に達しており，かつ 1 本の流線として固結している(Fig. 4.8)．これによればφ45mm ロッドで直径φ11m

の造成も技術的には可能ということが言える．

これを全く新しい概念の改良体と捉え，表面波計測など新しい評価方法が確立できれば，液状化対策のような浅層混合処理工法に取って代わるのは十分可能であると考える．従来の評価方法で適用可能な改良体の造成を考えるなら，引上げピッチを短縮する，噴射装置取付け角度を変更する，上段新型特殊・下段従来型噴射装置の組合せで施工する，といったことで対応可能と考える．

エアありとエアなしでの比較は，従来，エアなしは経験上エアありの 6 割の造成径といわれてきたものに対して新型特殊噴射装置での検証である．その結果，エアありと同仕様で造成径はφ1.8m (Fig. 4.9)となった．これはエアありφ5.3m の 34%となり，再実験でも同様であった．これは従来の理論には合致しない．恐らく過去の実験に比較して流量が少なく，実験例がないため，今後更に検証していく必要があると思われる．しかしこれによって，新型特殊噴射装置はエアありの場合，極めて高い能力を発揮するものであると考えられ，エアなしについてもφ1.8m の改良体が安定した改良径と品質を持つことは有益であり，既設構造物下での造成等への適用が期待できる．

Fig. 4.9 Exposed JETCRETE column without air (φ1.8m)

③　CPT(Corn Penetration Test:コーン貫入試験)

造成径を推定するものとして，CPT(Corn Penetration Test:コーン貫入試験) (Fig. 4.10)も取り入れた．これは施工直後に，設定した噴流の到達直径前後の箇所に貫入することによって，噴流の到達(改良部)，未到達(未改良部)を，コーンの先端抵抗・周面摩擦・間隙水圧の変化等から判定するものである．

試験結果，噴流の到達直径前後は改良体形状が均一でない場合もあり，CPT データには明確にその状況が現れないことが多く，今回の試験のみで判断するのは難しい．そのため実際改良体を掘起こしての結果と比較すると，一概には言えないが，実際より大きめの数値が示されることが多くみられた．CPT がこのような傾向で示されるものとして考える場合，得られた改良体の到達直径データの何%が有効な直径であるという判定が出来る必要がある. これについては今後も現場投入するなどして検証が必要と思われる．

Fig. 4.10 Calibration of CPT

4.1.4　考察

実験の結果，新型特殊噴射装置では，市原の N＜20 の砂層において φ5.3m の到達径となることが分かった．コスト試算のため，これを同条件の施工パターンを想定した Superjet と同径の φ5.0m と設定し，更に改良体品質向上のため引上げ 2.5cm ピッチ，引上げ時間 16 分として比較を行ったところ，新型特殊噴射装置を使用した場合，Superjet の 0.346～0.527 倍と，約半減から 1／3 程度まで低減すると推定される．また液状化防止についても，従来の GEOPASTA に比較して 3 割低減が可能とみられる．

また改良体の品質は，引上げピッチを詰める，噴射装置取付け角度をつける，新型特殊・従来型噴射装置を組合せるといった方法で向上する可能性があると考えており，今後現場において試験施工で確認していく必要がある．

4.2　実験

4.2.1　実験場所・土質状況

場所：千葉県市原市八幡 1730 付近．現場位置図を Fig. 4.11 に示す．

実験を行う際の条件として，以下の条件があった．

・乱していない実地盤であること

・砂層であること

・地下水位以下であること

・実験後掘起こすため，浅い地層であること

・比較的短時間に機材搬入が可能

という点も考慮し本現場に決定した．

期間：　平成 21 年 9 月～平成 22 年 2 月

Fig. 4.11 The site location

土質状況

○ボーリング調査結果

GL-1.7m 程度まで埋土

それ以深（GL-5m まで調査）は細砂

地下水位 GL-0.9m

削孔翌日,ボーリング孔が GL-2.7m まで崩壊していた．Fig. 4.12 に調査結果, Fig. 4.13 に調査状況を示す．ボーリング調査・CPT 調査ともに事前の周辺地盤調査データに近い結果が得られた．地下水位が高く,均一な砂層であることから,改良体造成に適した地盤であると考えたが,造成後の掘削・改良体撤去に際して困難が予想された．

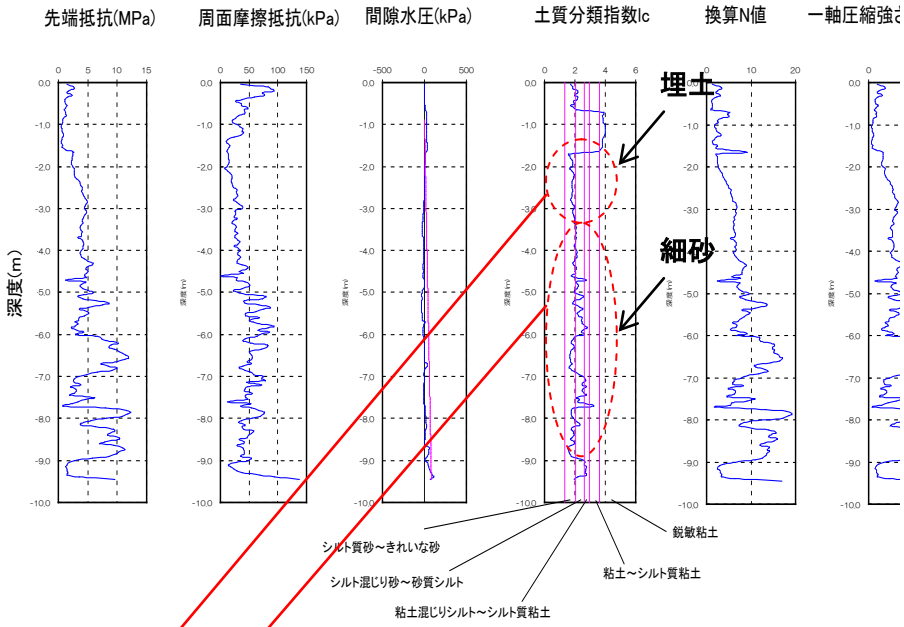


Fig. 4.12 CPT results

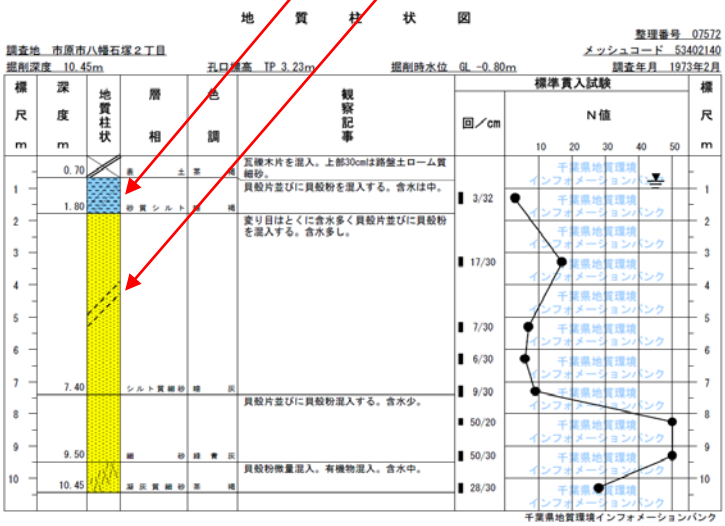


Fig. 4.13 CPT at site

参考：千葉県地質環境ｲﾝﾌｫﾒｰｼｮﾝﾊﾞﾝｸ
周辺地盤調査データ（現地から北 400m 地点での土質柱状図）

4.2.2　新型特殊・従来噴射装置性能比較実験

実験計画

① -1　実験目的

JETCRETE 工法の噴射装置性能向上を図ってきた経過より，モニター内部はベント管構造よりチャンバー管方式とし，さらにチャンバー管内径中心まで噴射装置導入口を延長させ，直線部を長くとることで効果があることが確認されてから，その構造を基本として様々な内部形状のトライアルを重ねてきたが，施工方式を変化させるほどの向上をさせるには至らなかった．これは，さまざまな噴射装置取付け方法や内部構造を変化させても，噴射流体を噴射装置へ導く間に直角に折れ曲がった部分が存在するため，この部分により生じた乱流がそのまま噴流となるため，噴射装置出口での噴流構造が乱れるためである．

このため，直角部分の乱流を取除くための工夫を施した新型特殊噴射装置を開発した．この開発により劇的な整流効果があることが確認された．

この開発成果から，JETCRETE 工法の造成径の拡大を図ることにより，工法のコストダウンを図れるものと考え，その性能向上効果を期待した現場実証実験を行うこととした．

①-2　施工数量

施工深度　　GL-4.00m～-2.00m

造成長　　L=2.00m

施工本数　　4 本

土質　　砂質土

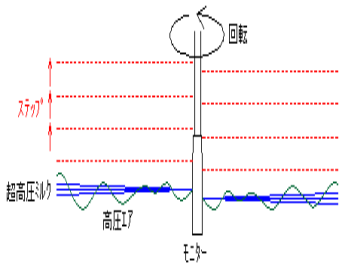
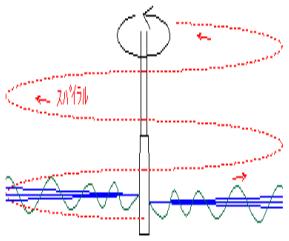
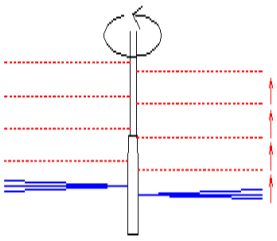
N 値　　GL-2.00m～-4.00m：10<N<20

① -3　施工孔番

実証実験における孔番は,以下の Table 4.1 の通りとした.

尚,孔番と Type の違いは，本研究と別内容の実験を同時に行っていたため，実験時の施工順序と異なっていたことによる.

Table 4.1 Specification of the water jet equipment

Type	1	4	2	3
使用 噴射装置	新型特殊	従来型	新型特殊	新型特殊
引上げ方式	ステップ		スパイラル	ステップ
エア	あり		あり	なし
イメージ図				

①-4　造成径の推定

造成径の推定式は，従来はあくまで実験における予測に適用するものであって，実験あるいは施工時における一つの指針を示すだけのものとされていた．しかし，JETCRETE 工法開発の際に，これに砂地盤あるいは粘性土地盤の N 値を限定した範囲に適した造成速度 Vm（その噴流が 1 秒間に到達する距離）を細かく設定することで，現在では確度の高い造成径の推定が可能となってきたことからこれをベースとして実験の造成径を推定した．

$$T = K \cdot P^{a} \cdot Q^{b} \cdot N^{n} \cdot Vn^{r} \cdot L^{x} \qquad (4\text{-}1)$$

$$V = K^{-1} \cdot P^{-a} \cdot Q^{-b} \cdot N^{-n} \cdot L^{(1-x)} \qquad (4\text{-}2)$$

$$Lm = (Vm \cdot K \cdot P^{a} \cdot Q^{b} \cdot N^{n} \cdot Vn^{r})^{1/(1-x)} \qquad (4\text{-}3)$$

ここで T：到達時間（sec）　Dm：モニター外径(m)　K= 4.9490

P：噴射圧力（tf/m^2）　Rs：回転数(rpm)　a=－1.3882

Q：噴射流量（m^3/sec）V：噴流速度（m/sec）　b=－1.6423

L：噴射装置からの距離（m）　Lm：造成半径(m)　x=2.38466

N：繰返し回数　Vm：造成速度(m/sec)　n=－0.1869

Vn：噴射装置移動速度(m/sec)　r= 0.2743

$$Vn = Dm \cdot \pi \cdot Rs/60 \qquad (4\text{-}4)$$

まず，従来型噴射装置での造成径は，JETCRETE 工法で一般的なφ2.5m となるための設定とした．なお造成速度は，従来型噴射装置についてはこれまでの現場対応で N＜20 砂層で使用している Vm 値 0.91 を適用した．新型特殊噴射装置については，機材センターで行った噴流性能比較実験にて新型特殊噴射装置がほぼ 1.4 倍の到達距離を示していたことから，従来型噴射装置：新型特殊噴射装置＝1：0.75 とした．これは 1.33 倍にあたる．これによる当初の設定仕様は Table 4.2 に示している．

Table 4.2 による予備試験の結果，従来適用してきた Vm 値による造成径に比較して実際の出来型が大きく出来たことを踏まえ，本実験では可能な限り大きな改良体を造成することを目指し，設定の見直しを行った．これについては Table

4.3 に示す．尚，孔番②は引上方式以外同仕様，孔番③もエアなしである以外同仕様で実験を行った．またエアなし改良体については，従来からの「エアありの 6 割」という経験則からφ2.4m と想定した．

Table 4.2 Original design criteria

仕様		新型特殊	従来型
噴射圧力	MPa	35	
噴射流量	ﾘｯﾄﾙ/min	170(85×2)	
繰返回数		1	
回 転 数	rpm	2.5	
引上ﾋﾟｯﾁ	cm	5	
引上時間	min/m	8	
ﾓﾆﾀｰ外径	mm	70	
噴射方向		1	
吐出口内径	mm	3.0	
噴流比重		1.60	
エア圧力	MPa	1	
エア流量	m^3/min	6	
セメント量	kgf/m^3	130	186
造成速度	m/sec	0.6825	0.91
推定到達直径	m	3.2	2.5

Table 4.3 Design criteria of the actual experiment

孔番		①	②	③	④
仕様		新型特殊			従来型
噴射圧力	MPa	40			
噴射流量	ﾘｯﾄﾙ/min	174(87×2)			
繰返回数		1			
回 転 数	rpm	2．5			
引上方式		ｽﾃｯﾌﾟ	ｽﾊﾟｲﾗﾙ	ｽﾃｯﾌﾟ	ｽﾃｯﾌﾟ
引上ﾋﾟｯﾁ	cm	5	―	5	5
引上時間	min/m	8			
ﾓﾆﾀｰ外径	mm	70			
噴射方向		1			
吐出口内径	mm	3.0			
噴流比重		1.60			
エア圧力	MPa	1			
エア流量	m^3/min	6	6	―	6
セメント量	kgf/m^3	130	130	208	86
造成速度	m/sec	0.6	0.6	-	0.75
推定到達直	m	4.0	4.0	2.4	3.4

①-5　施工方法

造成は長さ＝2.0m とし，口元に飛散箱を取り付け，排出されたスライムをダイライトに一定時間分受け，スライムの排出量及び比重を計測することとした．これは当初エアなし造成(孔番③)実験時は問題なかったが，孔番②→①と進める段階で，閉塞によってスライムが安定して排出されない状況が発生したため，飛散箱はやめ，ピットに溜まったスライムを掬い上げダイライトに投入する方式に切り替えた．

①　-6　実験使用機材

実験に使用した主要機材を Table 4.4 に示す．

Table 4.4　Main equipment of the JETCRETE

機械種類	機械名称	メーカー	主要性能,寸法等
ボーリングマシン	D2-JS 改	東邦地下工機	φ45mmJETCRET 仕様
超高圧ポンプ	SG200	YBM	MAX44.1MPa　227L/min
エアコンプレッサ		日建商事	高圧タイプ 1MPa
ｾﾒﾝﾄｽﾗﾘｰﾎﾟﾝﾌﾟ	TM-200	機材センター	サイロミキサー一体型
噴射装置		テクノプラザ	φ45mmJETCRETE 用
エアキャップ		〃	φ15mm
モニター		〃	φ45mmJETCRETE 用
ロッド			外径φ45mm 内管径φ16mm

実験設備は，通常の JETCRETE 工法で使用するものをそのまま利用して行う．

新たに製作するのは噴射装置のみである(新型特殊及び従来型は同じノズル内径φ3.0mm)．

引上ピッチは 50mm で行うため，D2 の 25mm 間隔ラック棒は 1 つおきに粘土を詰めて使用した．

スパイラル引上げに D2 の自動引上げ装置は対応していないため，チャック切り替え後，引上げ時間 8 分/m に当る 24 秒/5cm をストップウォッチで計測しつつ，油圧の微調整を行い，これに合うように設定をしながら引上げた．そのた

め，引上げ時間を 8 分/m で設定はしているが，チャック切り替え後のタイムロスが含まれるので，トータルの造成時間はその他の Type に比較して長くなっている．

① -7　確認事項

実証実験は大別して，造成時と出来型確認時に分かれる．それぞれの時期での確認事項については，現場状況から以下に述べる様な事項であると考える．

ⅰ) 造成時

造成時の確認事項は，造成状況とスライム性状の測定である．造成状況は実験仕様により設定した流量・圧力に対し施工中の噴射流量が一定となるよう流量計で確認しながら超高圧ポンプで調整する．また造成前に予めボーリングマシン D2 の回転数を調整，ストップウォッチで計測し，引上げピッチについても予め引上げ時間とピッチ寸法を計測し，実験仕様に合うよう調整する．

また，スライムの性状については，自孔から排出されたスライムの量・比重の測定によって行う．造成中の噴射流量の変動，造成時間，トータル噴射量については流量計チャートにも記録する．

ⅱ) 出来型確認時

出来型の確認は，改良体の直径およびその形状の計測，およびボーリングコア採取による一軸圧縮試験を主とした改良体の物理試験を行う．

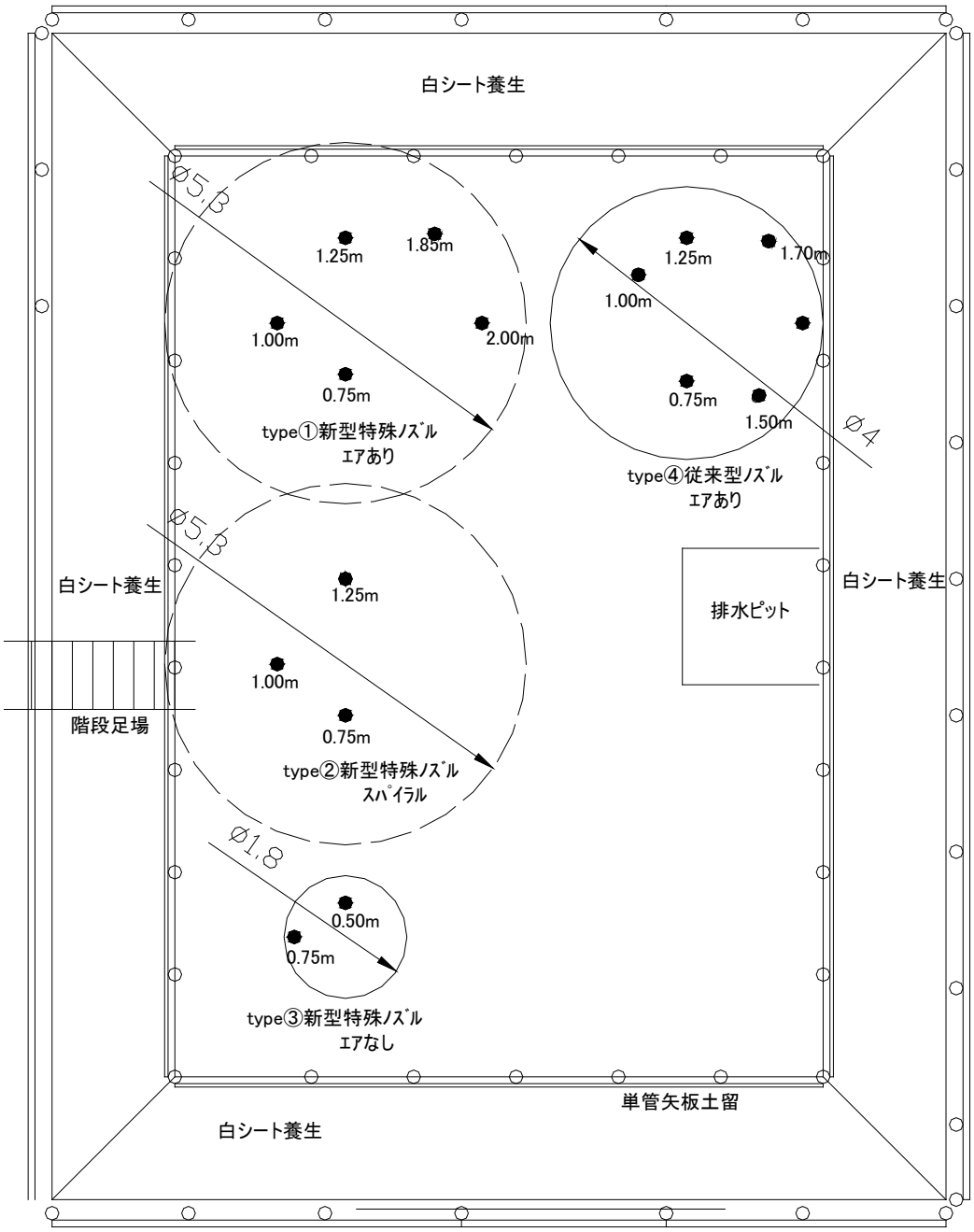
コアは，改良体中心より半径方向に 0.75m，1.00m，1.25m で採取するものを基本とし，改良体の径に応じて更に離れた位置でも採取し，物理試験に供する．

② 実験結果

② -1 改良体配置

改良体配置は以下の Fig. 4.13 に示すとおりである．エアありの改良体について新型特殊噴射装置では推定値の 1.325 倍で，引上げ方式がステップ・スパイラルいずれも同等の造成径，従来型噴射装置では 1.18 倍となった．エアなしについて従来からの考え方で，エアありの 6 掛けということから，φ4.0m の 6 割でφ2.4m 程度を想定していた．しかし，エアありは想定以上に大きく，エアなしは想定以上に小さいという結果となった．比率でみるとエアあり：エアなし＝1：0.34(34%)となった．

新型噴射装置の諸元を Table 4.5～4.8 に，状況写真を Fig. 4.13～22 に示す．



※改良体上の●はコアボーリング位置

Fig. 4.13 JETCRETE column layout

②-2　新型特殊噴射装置造成実験施工サイクル及び状況

Table 4.5 Type 1：　Nozzle with flow conditioner with air flow

吐出量　174ℓ／分

引上時間　8 分／m

引上方式　5cm ステップ

時刻	造成開始から	造成長	状況
	(分)	(m)	
10:35			削孔開始
10:40			削孔終了
10:49	0	0	造成開始
10:52	3	0.3	ﾁｬｯｸ切り替え 1 回目
10:54	5	0.5	閉塞　ﾌﾗｯｼﾝｸﾞ
10:59	10		再開
10:59	10	0.6	ﾁｬｯｸ切り替え 2 回目
11:02	13	0.9	ﾁｬｯｸ切り替え 3 回目
11:05	16	1.2	ﾁｬｯｸ切り替え 4 回目
11:08	19	1.5	ﾁｬｯｸ切り替え 5 回目
11:11	22	1.8	ﾁｬｯｸ切り替え 6 回目
11:11	22	2	造成終了

変状計測

ﾎﾟｲﾝﾄ No.		高さ			①-②離隔		
		造成前	造成後	変状	造成前	造成後	変状
1		921	920	1mm	3,380	3,364	-16mm
2		1,025	1,025	0mm			

バッチ数　11

Table 4.6　　Type2：Nozzle with flow conditioner with spiral lifting

吐出量　　174ℓ／分
引上時間　　8 分／m※
引上方式　　スパイラル(無段階)

※油圧調整を手動で行うため一定速度となるまで微調整必要であったことから造成時間が他実験より長くなっている

時刻	造成開始から	造成長	状況
	(分)	(m)	
10:25			削孔開始
10:32			削孔終了
10:48	0	0	造成開始
10:52	4	0.2	閉塞　ﾌﾗｯｼﾝｸﾞ
10:54	6	0.3	ﾁｬｯｸ切り替え 1 回目
10:59	11	0.6	ﾁｬｯｸ切り替え 2 回目
11:04	18	0.9	ﾁｬｯｸ切り替え 3 回目
11:09	23	1.2	ﾁｬｯｸ切り替え 4 回目
11:14	28	1.5	ﾁｬｯｸ切り替え 5 回目
11:15	29	1.6	閉塞　ﾌﾗｯｼﾝｸﾞ
11:20	34		再開
11:21	35	1.8	ﾁｬｯｸ切り替え 6 回目
11:23	37	2	造成終了

変状計測

ﾎﾟｲﾝﾄ No.		高さ			①-③離隔		
		造成前	造成後	変状	造成前	造成後	変状
1		972	901	71mm	3,210	3,240	30mm
2		875	杭抜け	-			
3		934	912	22mm			

バッチ数　　13

Table 4.7 Type 3：Nozzle with flow conditioner without air flow

吐出量 174ℓ／分
引上時間 8 分／m
引上方式 5cm ステップ

時刻	造成開始から	造成長	状況
	(分)	(m)	
13:24			削孔開始
13:33			削孔終了
13:41	0	0	造成開始
13:44	3	0.3	ﾁｬｯｸ切り替え 1 回目
13:47	6	0.6	ﾁｬｯｸ切り替え 2 回目
13:50	10	0.9	ﾁｬｯｸ切り替え 3 回目
13:54	14	1.2	ﾁｬｯｸ切り替え 4 回目
13:57	17	1.5	ﾁｬｯｸ切り替え 5 回目
14:01	20	1.8	ﾁｬｯｸ切り替え 6 回目
14:02	21	2	造成終了

変状計測

ﾎﾟｲﾝﾄ No.		高さ			①-②離隔		
		造成前	造成後	変状	造成前	造成後	変状
1	中心から 1m	970	967	3mm	1,435	1,438	3mm
2	中心から 1.6m	985	983	2mm			

バッチ数 9 1 バッチ強練り捨て

Table 4.8　　Type 4：Normal nozzle with air flow

吐出量　　174ℓ／分
引上時間　　8 分／m
引上方式　　5cm ステップ

時刻	造成開始から	造成長	状況
	(分)	(m)	
9:30			削孔開始
9:36			削孔終了
9:39	0	0	造成開始
9:42	3	0.3	ﾁｬｯｸ切り替え 1 回目
9:45	6	0.6	ﾁｬｯｸ切り替え 2 回目　閉塞するがそのまま施工
9:48	9	0.9	ﾁｬｯｸ切り替え 3 回目
9:51	12	1.2	ﾁｬｯｸ切り替え 4 回目
9:53	14	1.5	ﾁｬｯｸ切り替え 5 回目
9:56	17	1.8	ﾁｬｯｸ切り替え 6 回目
9:57	18	2	造成終了

変状計測

ﾎﾟｲﾝﾄ No.		高さ			①-②離隔		
		造成前	造成後	変状	造成前	造成後	変状
1		852	849	3mm	1,662	1,661	-1mm
2		974	970	4mm			

バッチ数　　8

状況写真

Fig. 4.14 JETCRETE experiment

4 つのダイライトにそれぞれ 30 秒間

排出されるスライムを採取

それぞれを 300kg 台秤に載せ重量測

定,排出量から比重を算出

Fig. 4.15 and 4.16 Measurement of specific gravity of the spoil

引上げ方式の違いによる比較

Fig. 4.17 Type 1：JETCRETE column by the nozzle with flow conditioner with stepped rifting

Fig. 4.18 Type 2：JETCRETE column by the nozzle with flow conditioner with spiral rifting

整流器の有無による比較

Fig. 4.19 Type 1：JETCRETE column by the nozzle with flow conditioner with stepped rifting

Fig. 4.20 Type 3：JETCRETE column by normal nozzle with stepped rifting

エアの有無による比較

Fig. 4.21 Type 1： JETCRETE column by the nozzle with flow conditioner with stepped rifting

Fig. 4.22 Type 3： JETCRETE column by the nozzle with flow conditioner without air

③ -3 コア採取状況と強度

Type1～4 の採取したコアの状況を Fig. 4.23 から Fig. 4.26 に示す.
一軸圧縮試験日は，平成 21 年 11 月 19 日である.

Type1 と Type2 について，引上方式の違いによる大きな差異はみられない．コア採取率は 80%前後となっているが，断面方向に対するセメントの入り具合が均質でなく，原地盤と層を成している.

そのため一体の改良体としてみなすことは難しい．この状況から，改良体全体のボリュームに対してセメントの入った部分のボリュームが少ないという結果となる．これは一軸圧縮試験を行うことが出来るコアは，同径で層を成していない均質なコアに対して高い強度が出るという推定が出来る.

実際，一軸圧縮試験はその中で連続している部分のコアを抽出して行った結果，2,000kN/m^2台の強度が現れているものもある．またコアの強度は改良体中心から外側に行くほど低下するということはなかった.

Type1 と Type3 について，エアありなしによる差異が明確になっている．造成径は，エアありに対してエアなしは極端に小さくなっている．その分強度が非常に高くなっており，コア採取率も高くなっている.

Type1 と Type4 について，Type4 は従来型噴射装置によるコアだが，新型特殊噴射装置での造成径には達していない．しかし棒状のコアの部分は孔番①，②に比較して多く，比較的均質であるといえる.

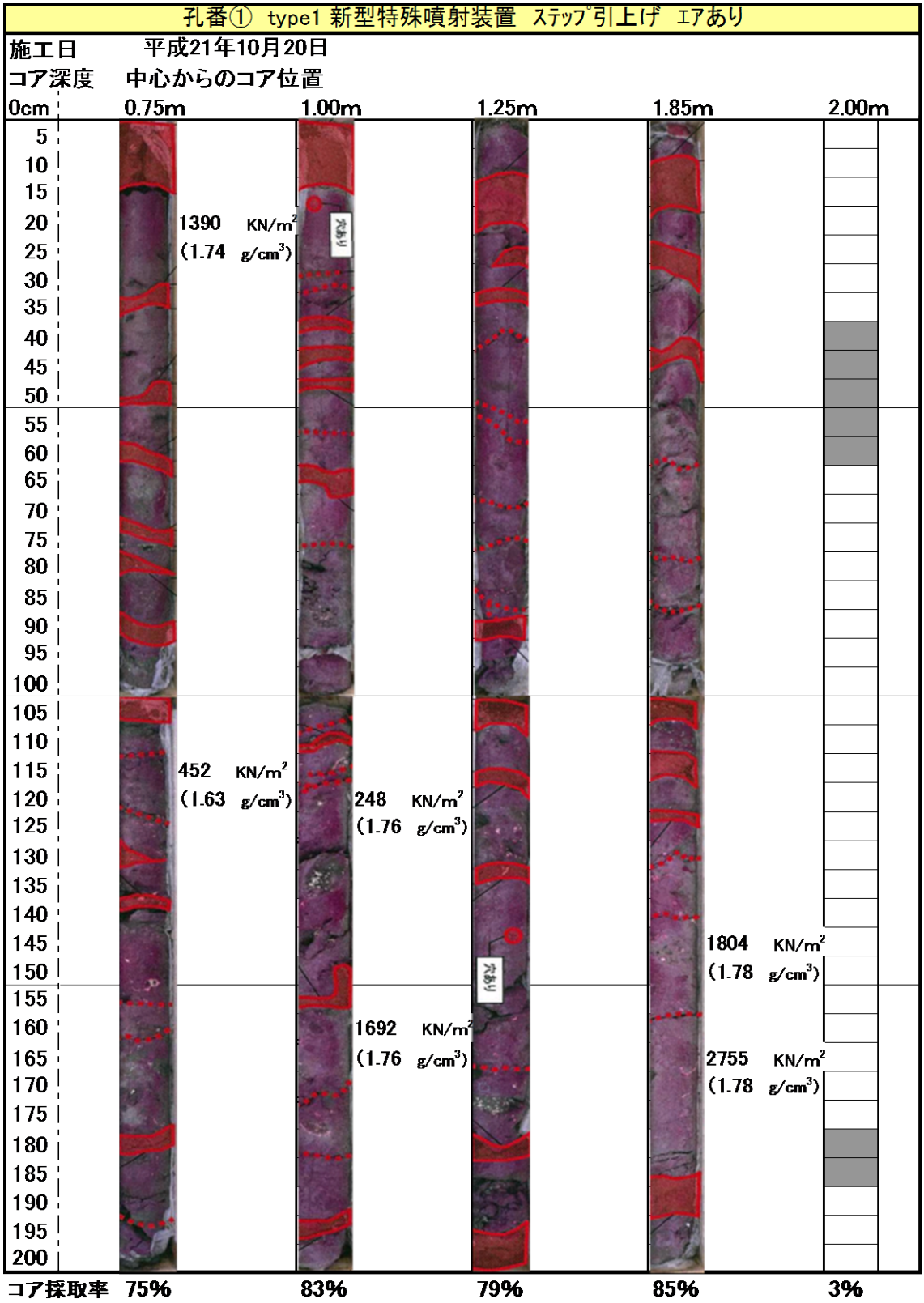


Fig. 4.23 Type1：Borehole cores

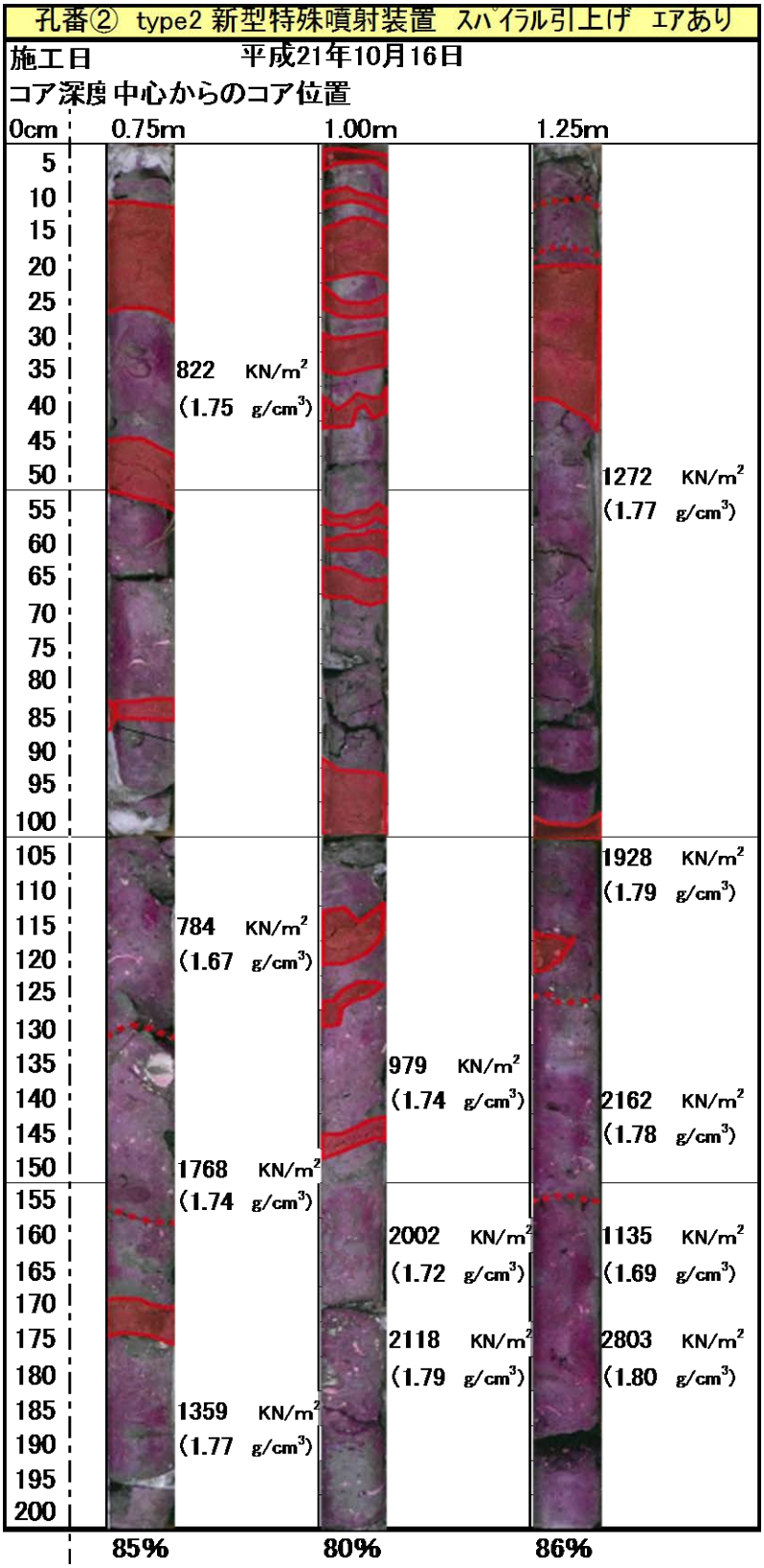


Fig. 4.24 Type2：Borehole cores

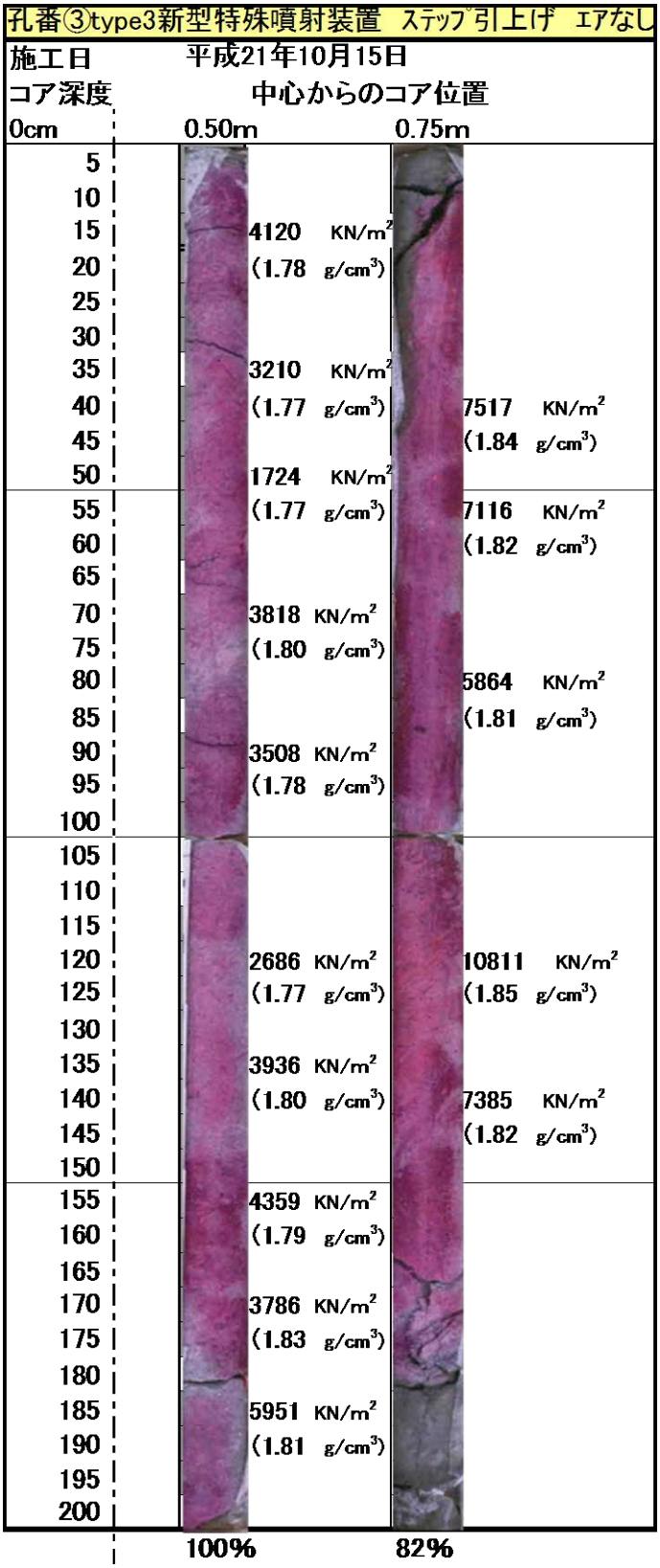


Fig. 4.25 Type3：Borehole cores

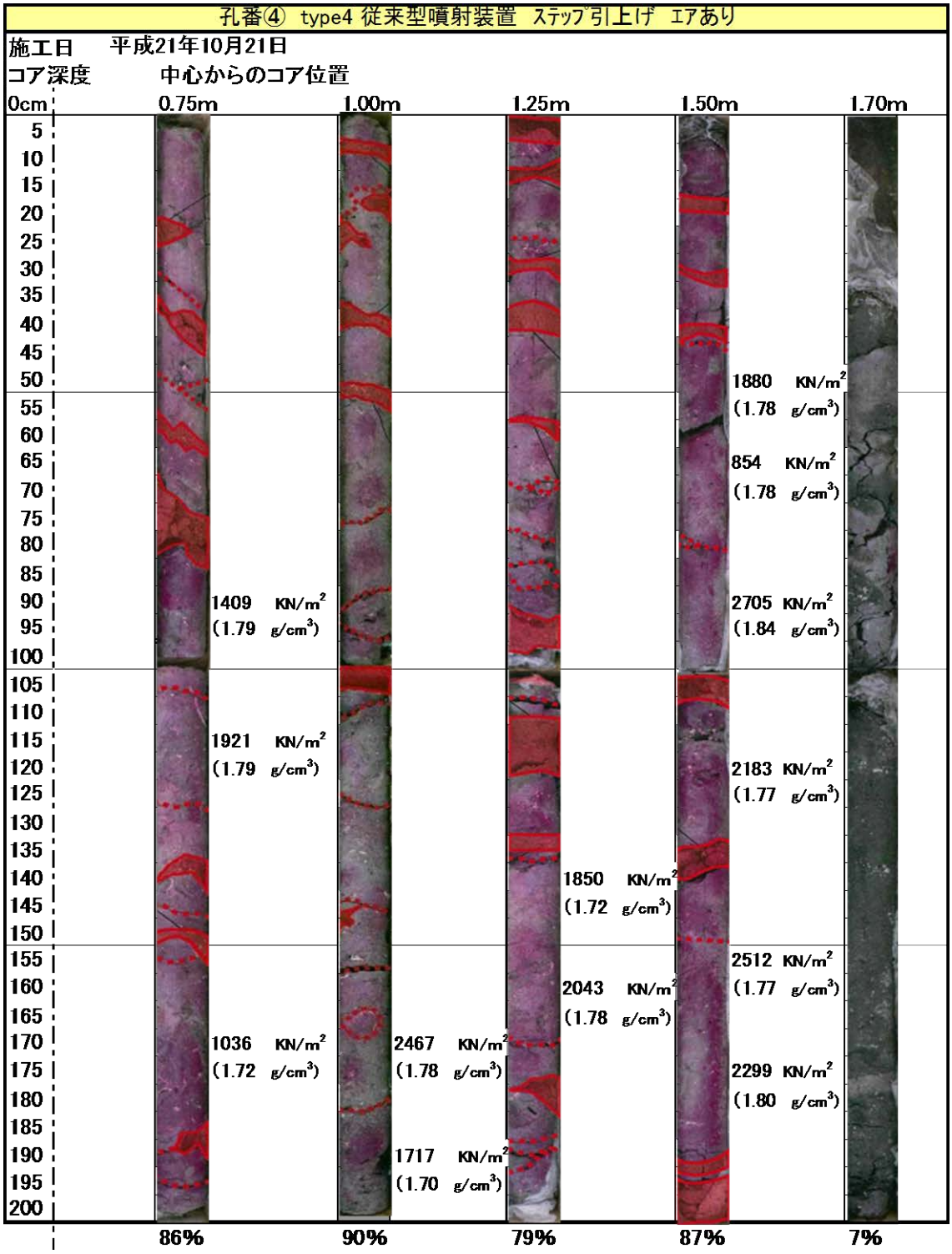


Fig. 4.26 Type4：Borehole cores

②-4　改良体側面形状比較

エアあり施工である Type1，2，4 は，改良体側面がツノ状に突起している．これを到達直径とみなし，各々のツノの到達半径について複数回測定し平均値を求めた．結果を Table 4.9～Table 4.11 および Fig. 4.27～Fig. 4.29 に示す．なお，噴射装置には，吐出口が 25mm の段差であるので，上下 25mm の離隔で存在するツノについても同様に測定した．

Table 4.9 Type 1：Configuration of the column sector

深度	到達半径(mm)						
GL-(m)	①	②	③	④	⑤	⑥	平均
-2.200	2450	2220	2230	2360	2430	2490	2363.3
-2.225	2440	2130	2240	2320	2360	2450	2323.3
-2.300	2280	2340	2170	2380	2440	2570	2363.3
-2.325	2240	2290	2270	2320	2500	2630	2375.0
-2.400	2230	2250	2250	2360	2680	2540	2385.0
-2.425	2220	2140	2260	2390	2680	2470	2360.0
-2.500	2520	2310	2430	2440	2730	2600	2505.0
-2.525	2420	2380	2350	2440	2540	2580	2451.7
-2.600	2510	2330	2330	2380	2550	2530	2438.3
-2.625	2360	2330	2340	2320	2450	2450	2375.0
-2.700	2310	2130	2230	2170	2370	2370	2263.3
-2.725	2190	2050	2160	1980	2370	2320	2178.3
-2.800	2010	2040	2040	2310	2350	2310	2176.7
-2.825	2040	2070	2070	2360	2240	2300	2180.0
-2.900	2180	2030	2030	2040	2280	2290	2141.7
-2.925	2180	1930	2000	2080	2190	2210	2098.3
-3.000	2060	2040	2100	2910	2190	2010	2218.3
-3.025	2110	1930	2060	2000	2170	1980	2041.7
-3.100	1860	2000	2000	2020	2180	2070	2021.7
-3.125	2050	1890	1900	1890	2160	2080	1995.0
-3.200	1890	1850	1880	2020	1990	2060	1948.3
-3.225	1910	1860	1890	1900	1860	1930	1891.7
-3.300	1900	2090	2300	2220	2050	2130	2115.0
-3.325	2080	2110	2300	2190	2010	2140	2138.3
-3.400	2240	2210	2140	2280	2460	2300	2271.7
-3.425	2270	2290	2330	2180	2350	2290	2285.0
-3.500	2200	2250	2240	2390	2200	2420	2283.3
-3.525	2220	2230	2320	2300	2290	2350	2285.0

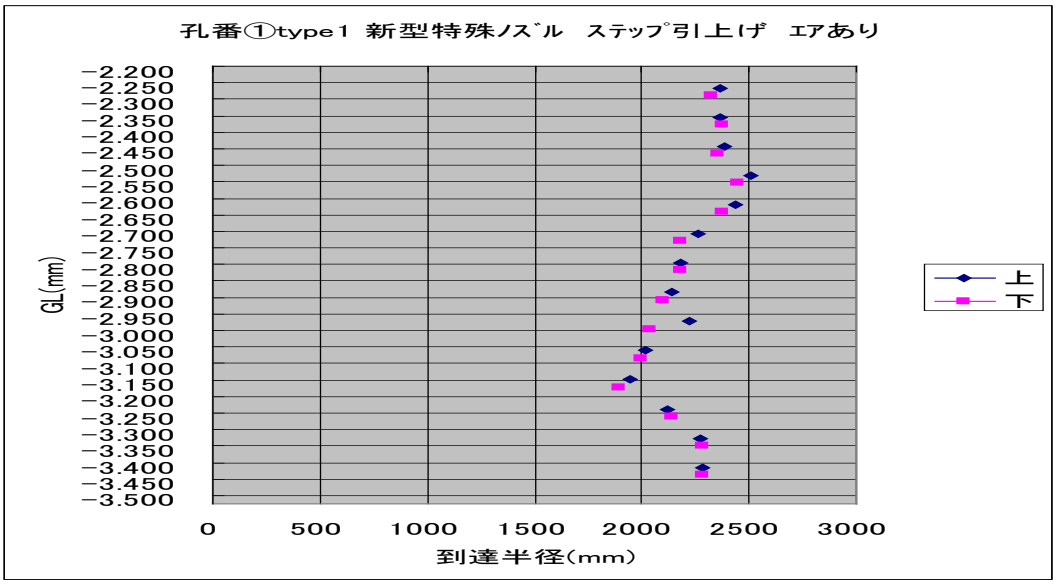


Fig. 4.27 Type 1：Configuration of the column sector

Table 4.10 Type 2：Configuration of the column sector

深度	到達半径(mm)						
GL(m)	①	②	③	④	⑤	⑥	平均
-2.200	2380	2510	2440	2430	2660	2570	2498.3
-2.225	2420	2400	2450	2330	2500	2390	2415.0
-2.300	2420	2540	2380	2390	2690	2470	2481.7
-2.325	2360	2450	2560	2260	2230	2300	2360.0
-2.400	2380	2390	2360	2280	2410	2320	2356.7
-2.425	2340	2420	2250	2220	2110	2360	2283.3
-2.500	2350	2380	2230	2270	2260	2300	2298.3
-2.525	2260	2370	2250	2290	2250	2220	2273.3
-2.600	2250	2430	2330	2270	2200	2180	2276.7
-2.625	2240	2520	2300	2330	2270	2130	2298.3
-2.700	2240	2260	2280	2290	2240	2230	2256.7
-2.725	2250	2250	2220	2360	2180	2260	2253.3
-2.800	2200	2200	2300	2280	2310	2220	2251.7
-2.825	2200	2320	2150	2310	2240	2140	2226.7
-2.900	2220	2050	2160	2210	2110	2020	2128.3
-2.925	2220	1980	2110	2220	1980	1910	2070.0
-3.000	2170	2190	2180	2260	2220	2010	2171.7
-3.025	2150	2180	2240	2100	2250	1970	2148.3
-3.100	2000	2180	2080	2080	2040	1990	2061.7
-3.125	2150	2020	2120	2120	2100	2080	2098.3
-3.200	2240	2140	2170	2040	1970	1900	2076.7
-3.225	2080	1980	2090	2080	1920	1870	2003.3
-3.300	2010	2070	2060	2010	1950	1990	2015.0
-3.325	1940	2110	2020	1960	2000	1930	1993.3
-3.400	1880	2060	2030	1980	2090	2130	2028.3
-3.425	1970	2920	2220	2300	2020	2130	2260.0
-3.500	2070	2160	2320	2240	2270	2080	2190.0
-3.525	2050	2140	2280	2290	2200	2190	2191.7

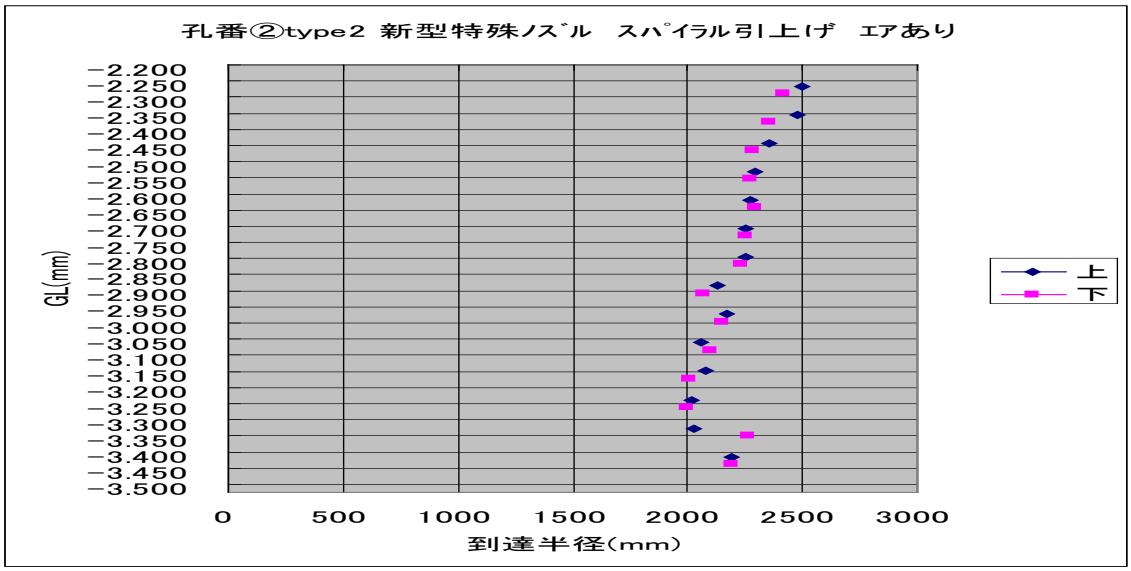


Fig. 4.28 Type 2：Configuration of the column sector

Table 4.11 Type 4：Configuration of the column sector

深度	到達半径(m)						
GL(m)	①	②	③	④	⑤	⑥	平均
−2.200	1850	1820	1850	1720	1660	1720	1770.0
−2.225	1870	1840	1860	1740	1720	1890	1820.0
−2.300	1970	1960	1880	1830	1900	1980	1920.0
−2.325	1980	1890	1860	1870	1900	1950	1908.3
−2.400	1980	1820	1880	1950	1950	2020	1933.3
−2.425	1860	1790	1900	1910	1950	1970	1896.7
−2.500	1870	1870	1870	1950	1980	1930	1911.7
−2.525	1810	1880	1850	1890	1940	1870	1873.3
−2.600	1860	1850	1860	1830	1960	1890	1875.0
−2.625	1900	1880	1840	1830	1860	2000	1885.0
−2.700	1890	1800	1760	1900	1870	1940	1860.0
−2.725	1930	1850	2250	1990	1760	1800	1930.0
−2.800	1920	1850	1840	1870	1820	1790	1848.3
−2.825	2020	1920	1900	1760	1800	1770	1861.7
−2.900	1810	1840	1840	1790	1910	1900	1848.3
−2.925	1790	1700	1680	1810	1860	1770	1768.3
−3.000	1580	1590	1740	1610	1720	1650	1648.3
−3.025	1560	1550	1650	1550	1690	1700	1616.7
−3.100	1690	1670	1810	1680	1790	1780	1736.7
−3.125	2050	1660	1700	1800	1760	1720	1781.7
−3.200	1720	1780	1780	1700	1690	1770	1740.0
−3.225	1590	1730	1660	1750	1860	1780	1728.3
−3.300	1570	1610	1650	1710	1790	1870	1700.0
−3.325	1810	1600	1640	1710	1780	1890	1738.3
−3.400	1770	1730	1880	1880	1850	1940	1841.7
−3.425	2100	1860	1870	1790	1980	1840	1906.7
−3.500	1950	1990	1880	1860	2170	2060	1985.0
−3.525	1860	1920	1890	1820	2190	1970	1941.7

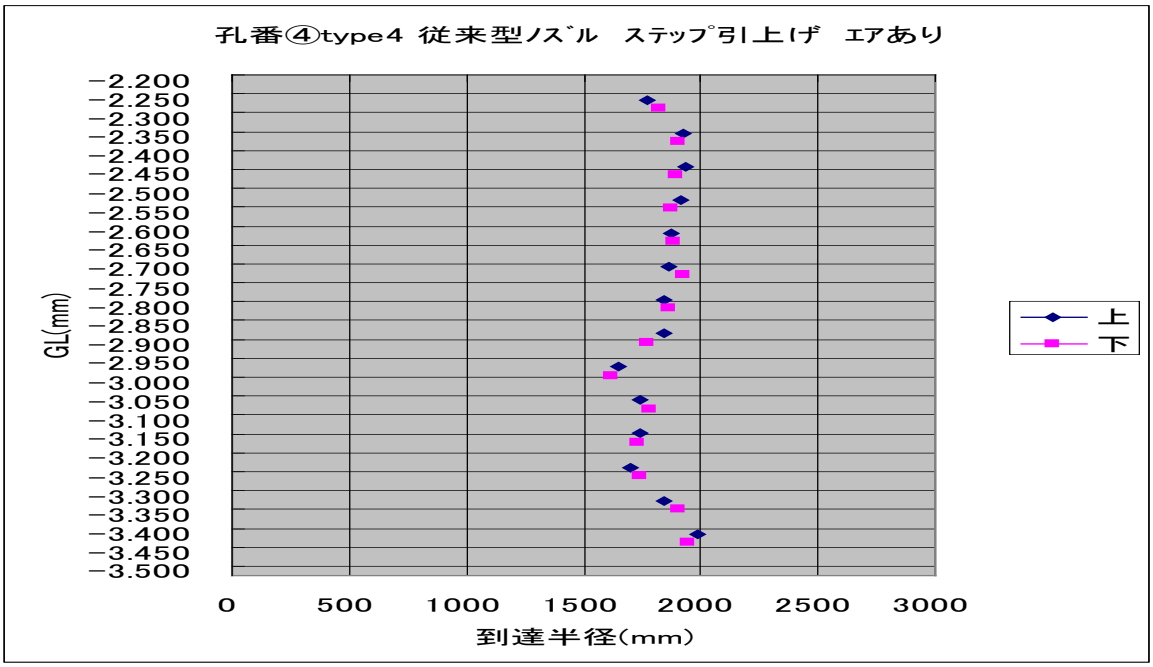


Fig. 4.29 Type 4：Configuration of the column sector

② -5　せん断波速度(Vs)計測結果

ケミカルグラウト(株)所有 CPT を使用してせん断波速度(Vs)計測を行った．また，2t ユニックに機材一式を搭載したオントラック CPT も用意し，原地盤での計測に試験的に使用した．CPT の仕様を Table 4.12 に，計測状況を Fig. 4.30，31 に，計測結果を Fig. 4.32 ならびに Fig. 4.33 に示す．

Table 4.12　Specification of CPT

箇所	平均せん断波速度 Vs(m/sec)
原地盤	150
新型エアありステップ	383
新型エアありスパイラル	369
従来型エアありステップ	508

Fig. 4.30 Measurement of the shear wave velocity

Fig. 4.31 Equipment of the CPT

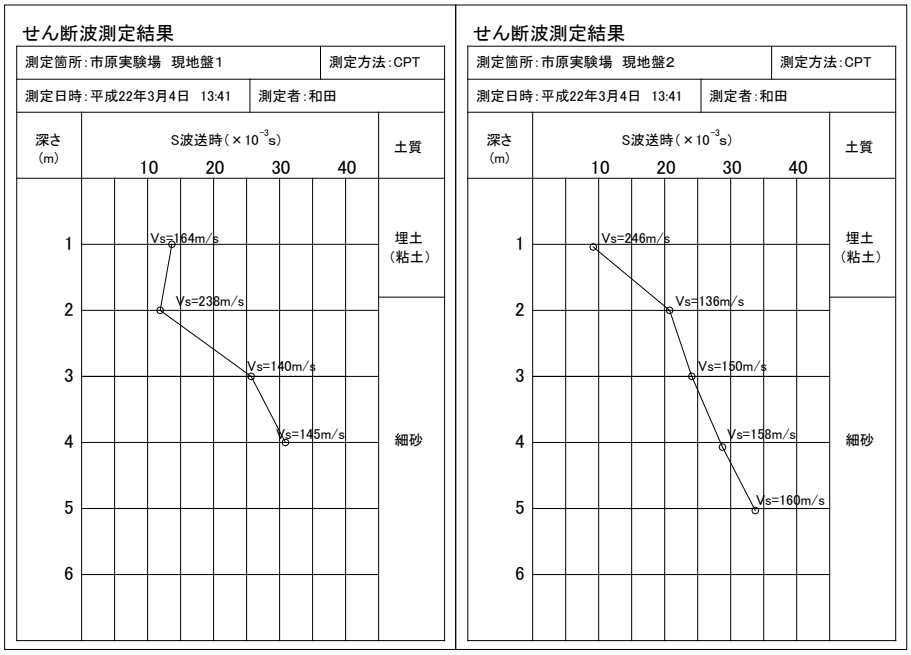


Fig. 4.32 Test results of shear wave velocity

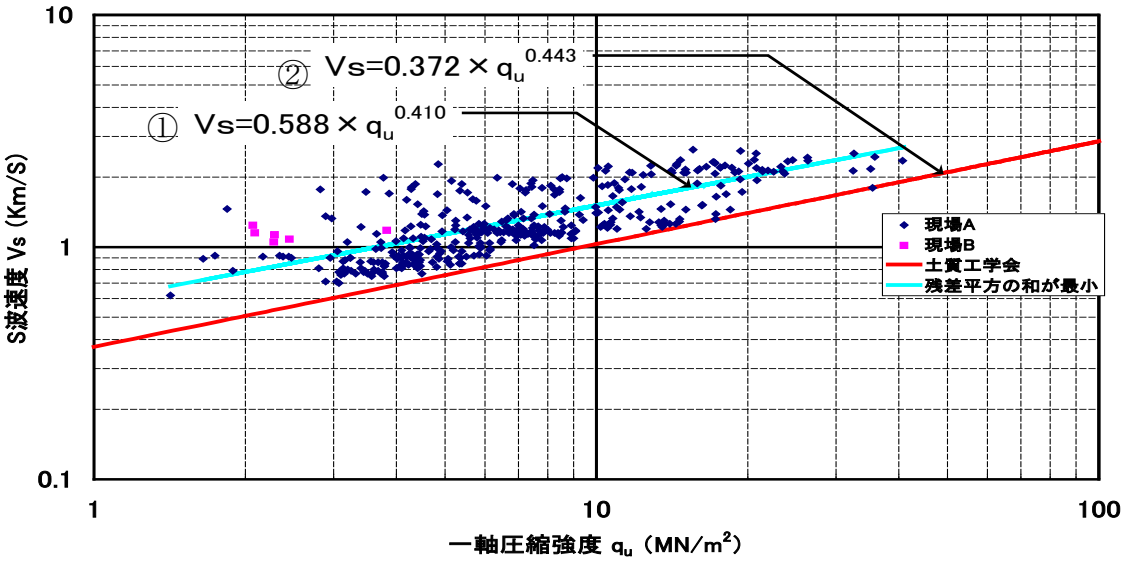


Fig. 4.33 Uniaxial compressive strength and Shear wave velocity

計測結果の妥当性についての検証

新型エアありステップ・スパイラルの平均一軸圧縮強度：1.5MN/m^2

これを浜岡グラフより①式を適用し，　$Vs=0.588\times qu^{0.410}=694$m/s

原地盤　150m/s

改良部：未改良部　＝　1:1　　とする．

(694＋150)÷2＝422m/s　≒　386 m/s (ステップ)　≒　369 m/s (スパイラル)

仮に②式を適用した場合 Vs＝445m/s となり①との差から見てもステップ・スパイラルの算出誤差は少なく，本実験での計測結果は妥当性があると考える．

4.3　地盤切削能力の向上／ノズルの選別

前節で述べたような地盤改良技術へのウォータージェットの応用に際しては，様々な形状配置，流動条件におけるノズルが用いられた．こうした地盤改良技術をより効率化し良好な施行を行うためには，それぞれの地盤や工法に最適なウォータージェットのノズルを選択することが重要である．また，こうした地盤改良技術も含めたウォータージェット工法をより高度化するためにも，最適のノズルの選択が不可欠である．与えられた地盤や工法に対してウォータージェットを適用する場合には，まず条件に合致していると考えられるノズルを選択し或いは新たに設計して製作し，その性能を実際に試験して確認することが行われている．こうした実地試験は実際の施工に際しては勿論不可欠であるが，一方において，多くのノズルのから，最適のノズルを選別する際にすべてのノズルの実地試験を行うことは極めて不経済であり，また現実的ではない．また，より高度なウォータージェットノズルの開発に際しても，様々な設計提案が考えられるが，それらすべてを試作して実地試験を行うことは多大な開発費用と時間を要することとなり，事実上不可能である．こうした，実地試験の限界を補い，与えられた地盤や工法に対して最適なノズルを選別したり，ウォータージェットの高度化のための様々な設計の中から有力な候補を選別したりする際に極めて有用なツールとなるが，ノズル内の流動のシミュレーション並びに，ウォータージェットの流動のシミュレーションである．こうしたシミュレーションの方法については第 2 章において述べたので，本節ではこうした手法を用いたノズルの選別の例について述べる．

4.3.1　ノズル内の流動シミュレーション

解析例として用いたのは，ノズル内径が 2.5mm で圧力 40MPa，流量は 200 リットル/分のウォータージェットである．ノズルの流動条件は一定にして配置等を変えた場合について，ノズル内の流動のシミュレーションを行った．4 種類のノズル（ノズル 1 からノズル 4）について，ノズル出口の速度分布，乱流分布を計算した．ノズル出口の乱流運動エネルギーの分布を Fig. 4.34 に示す．流動条件が同じであっても，ノズルの配置の違いによって出口の乱流運動エネルギー分布は大きく異なり，ノズル 1 とノズル 2 の乱流エネルギーは同程度であるが，ノズル 3 が最小，ノズル 4 が最大であった．またノズル出口の平均速度分布を Fig. 4.35 に示すが，これは各ノズルによる差異はあまり見られなかった．

この乱流エネルギー分布，平均速度分布を境界条件として，第 2 章で述べたウォータージェットのシミュレーションを行った．ノズル出口から 2m の位置でのジェットの密度分布を，Fig. 4.36～Fig. 4.39 に示す．ジェットの密度分布は，ノズル出口での乱流エネルギーが最も小さいノズル 3 が最も中心部で大きく収束している．一方，ノズル出口での乱流が最も大きいノズル 4 からのジェットは拡散し，中心部の密度は最も小さくなっている．ノズル 1 とノズル 2 はほぼ同じ密度分布となっている．

更にジェット幅の広がりを，ノズル出口からの距離をパラメータとして Fig. 4.40 に示す．これからわかる様に，ノズル出口での乱流の大きさによりジェットの広がりが明確に異なり，ノズル出口での乱流エネルギーが大きいほどジェットが拡散していることが示されている．

このようなシミュレーションを行うことでその結果から，ノズル 3 が最適のノズルであると選別することが可能である．

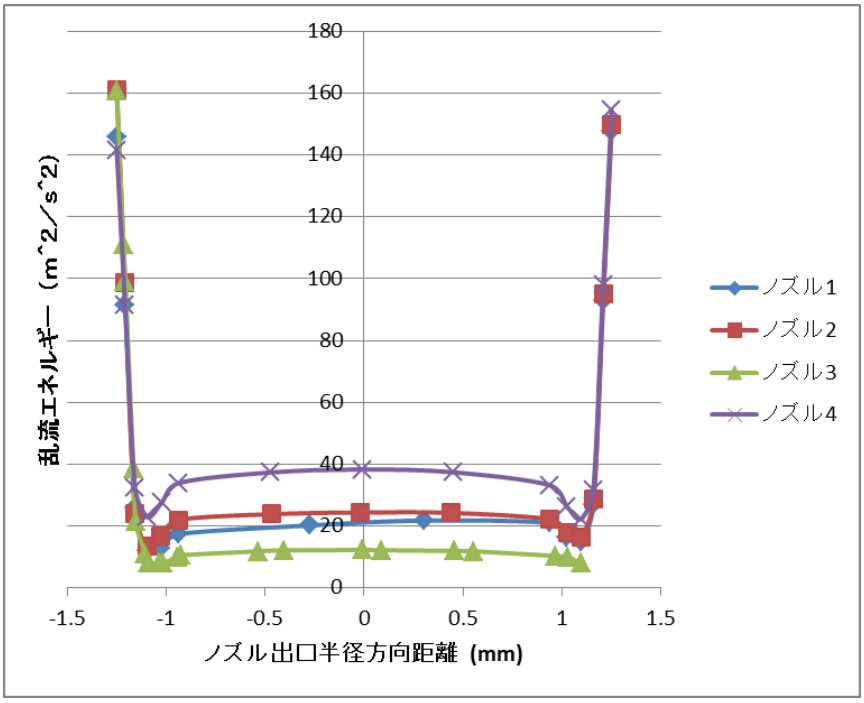


Fig. 4.34 Turbulence kinetic energy of the nozzle exit

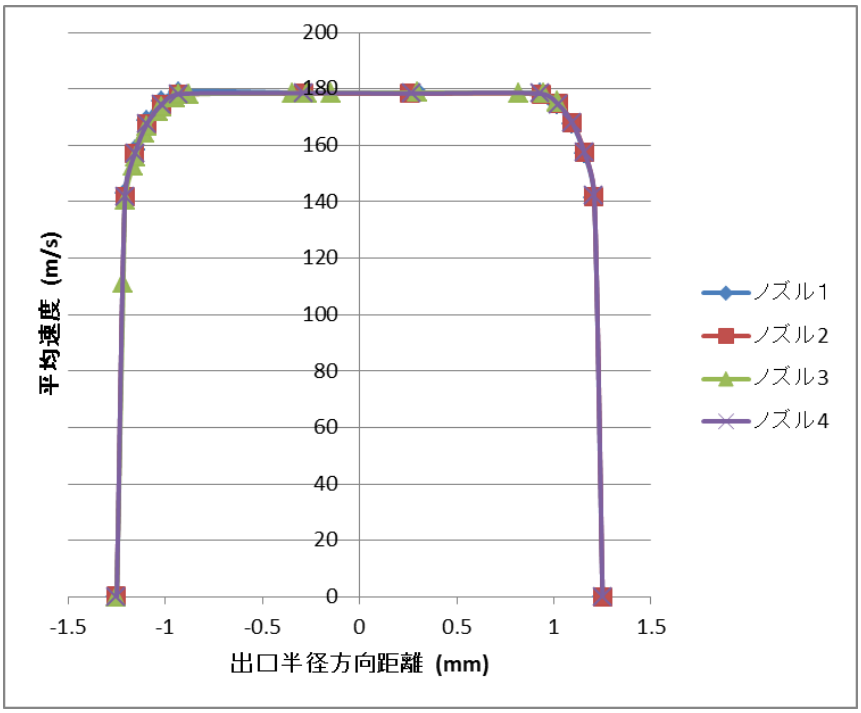


Fig. 4.35 Time averaged velocity of the water jet at the nozzle exit

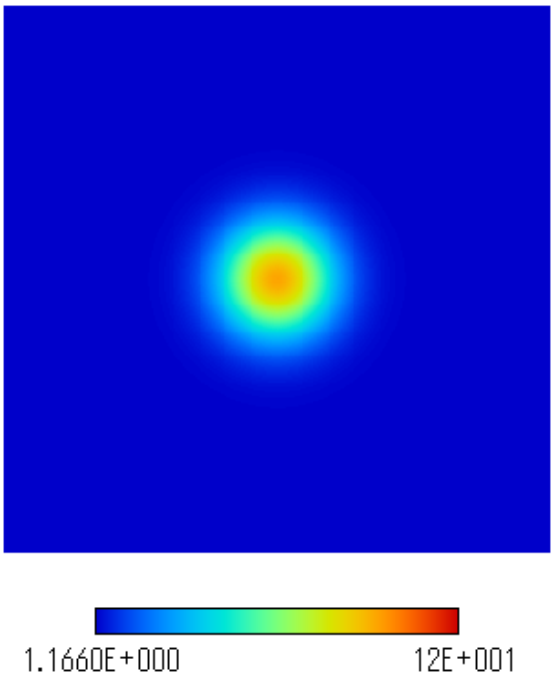


Fig. 4.36 Density distribution of nozzle 1

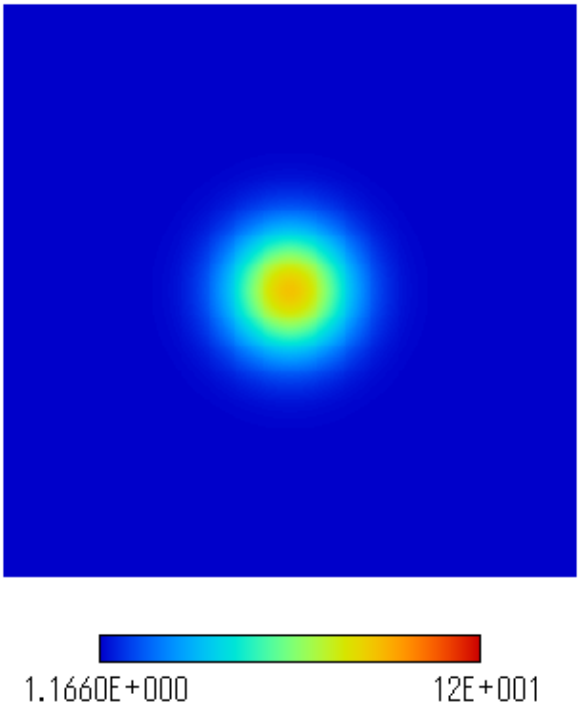


Fig. 4.37 Density distribution of nozzle 2

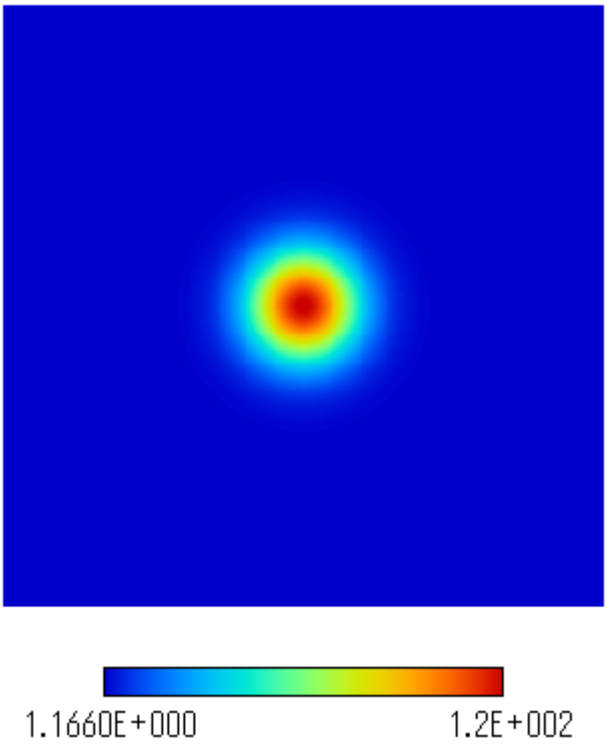


Fig. 4.38 Density distribution of nozzle 3

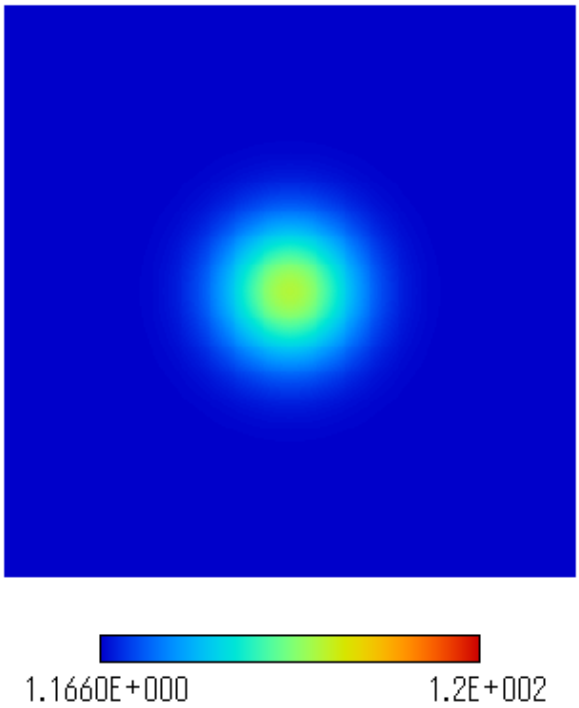


Fig. 4.39 Density distribution of nozzle 4

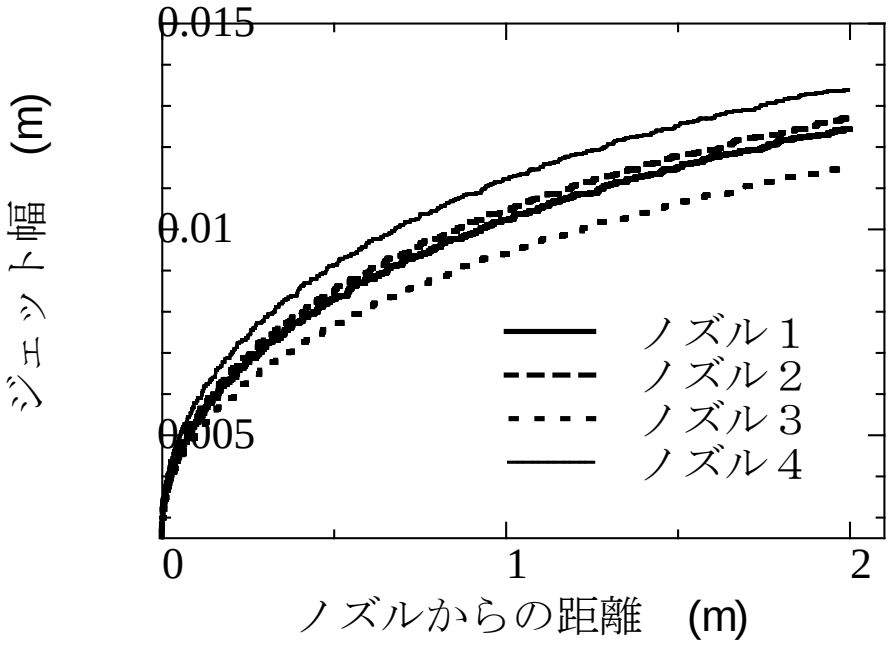


Fig. 4.40 Transition of the jetting width of the nozzle outlet

次に，ノズル 1 からノズル 4 と同一の流動条件配置を用いたノズルで，ノズルの上流に整流器のある場合についてのシミュレーションを行った．ノズル出口の乱流エネルギー分布は Fig. 4.41 に示す通りであり, 整流器がない場合の Fig. 4.34 に比べて乱流は小さくなっている．ノズル 1 が最も乱流強度が小さくノズル 4 が最も大きい．また，Fig. 4.22 にノズル出口の平均速度分布を示すが，これは整流器のない場合とほぼ同様であって，ノズルによる違いもほとんどない．

この乱流エネルギー分布と平均速度分布を境界条件として，第 2 章で述べたウォータージェットのシミュレーションを行った. ノズル出口から 2m の位置でのジェットの密度分布を，Fig. 4.43 から Fig. 4.46 に示す．この場合のジェットの密度分布も，ノズル出口での乱流エネルギーの最も小さいノズル 1 のジェットが最も収束し中心部での密度が大きく，ノズル出口での乱流エネルギーが最も

大きいノズル 4 のジェットは拡散している．

更に，ジェット幅の広がりをノズル出口からの距離をパラメータとして示した図を Fig. 4.47 に示す．整流器がある場合にもノズル出口での乱流の大きさによりジェットの広がりが明確に異なり，乱流が大きいほどジェットが拡散している事が示されている．

整流器がある場合には，ない場合よりも乱流強度が小さくなっていたので，その影響をノズル 1 の場合について比較した図を Fig. 4.28 に示す．整流器がある場合の方が乱流強度が小さくなっているので，ジェットの広がりが小さく，ジェットは収束したものとなっている．

上記のシミュレーション結果から，整流器を取り付けたノズルがより高性能のウォータージェットとして選別される．

以上の様にシミュレーションに基づいて最適性能のノズルの選別を行うことが可能であるが，これはあくまでシミュレーションの結果に基づくものであって，選別されたノズルを実地試験によって確認することが必要である．しかしながら，非常に多数のノズルの中から，最適と思われる候補を選別するにあたってはこうしたシミュレーションによる方法は極めて有効でありまた，迅速に行えてまた費用の削減が大きい．従って，こうしたシミュレーションによる選別と実地試験を組み合わせることにより，合理的なノズルの選別をおこなうことができる．

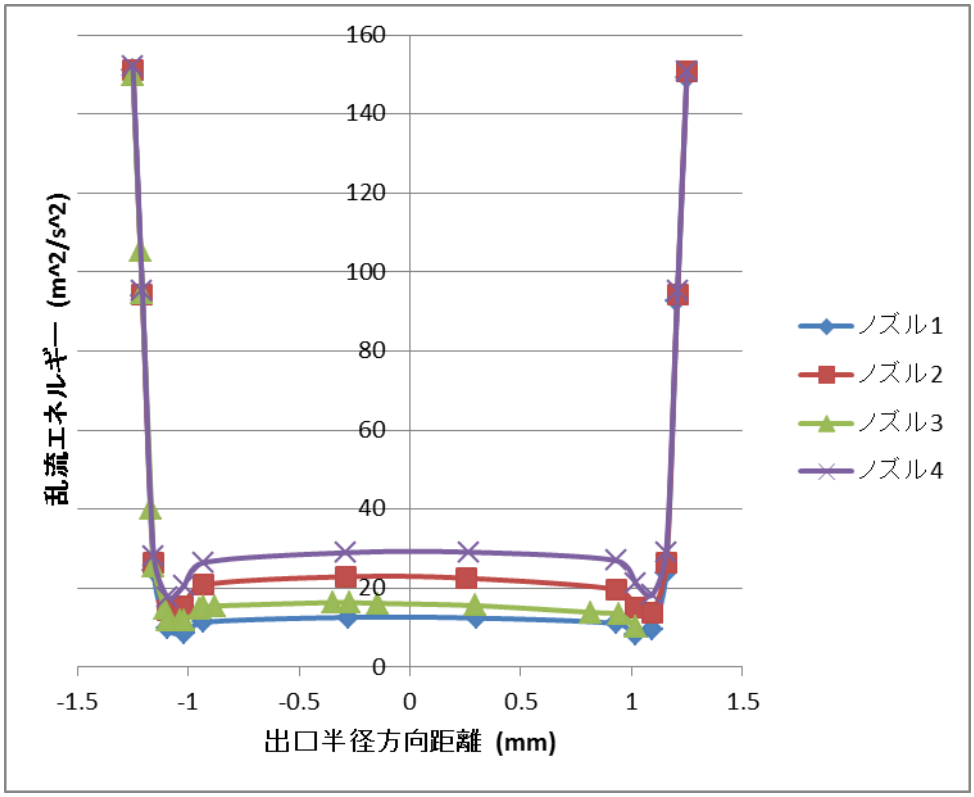


Fig. 4.41 Turbulence kinetic energy of nozzle outlet（nozzle with flow conditioner）

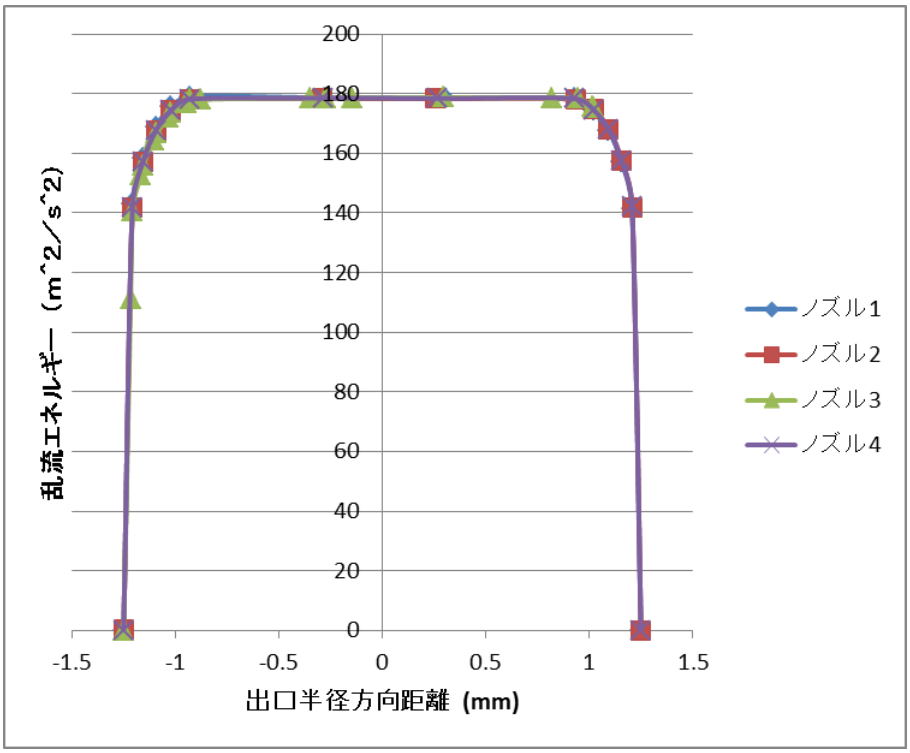


Fig. 4.42 Averaged velocity of the water jet of nozzle outlet
（nozzle with flow conditioner）

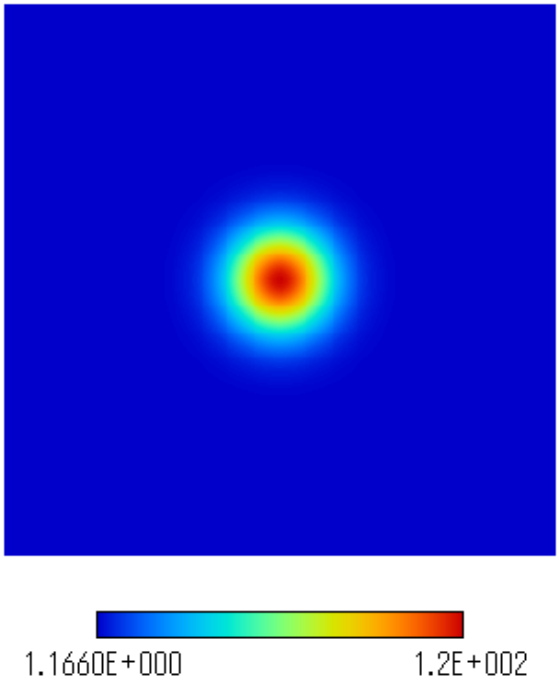


Fig. 4.43 Density distribution of nozzle 1（nozzle with flow conditioner）

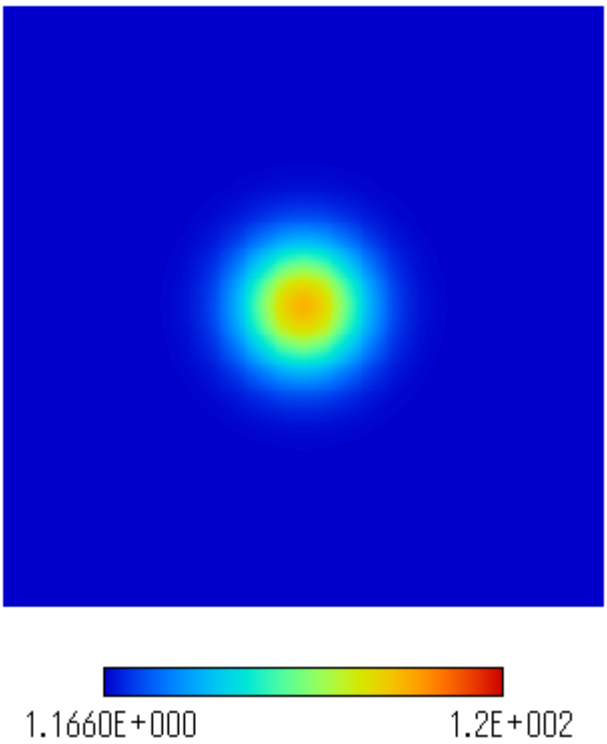


Fig. 4.44 Density distribution of nozzle 2（nozzle with flow conditiner）

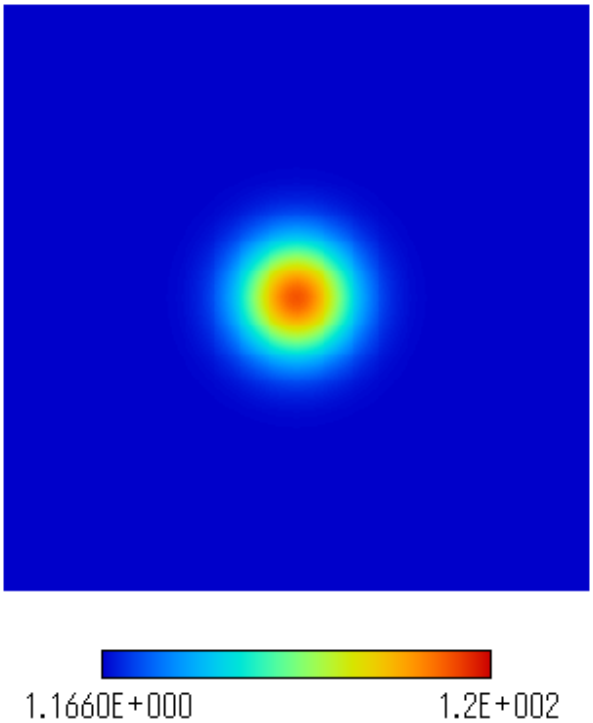


Fig. 4.45 Density distribution of nozzle 3（nozzle with flow conditioner）

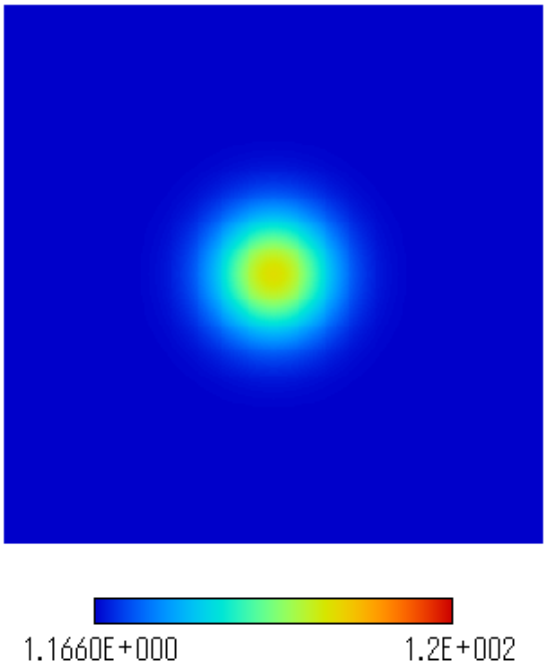


Fig. 4.46 Density distribution of nozzle 4（nozzle with flow conditioner）

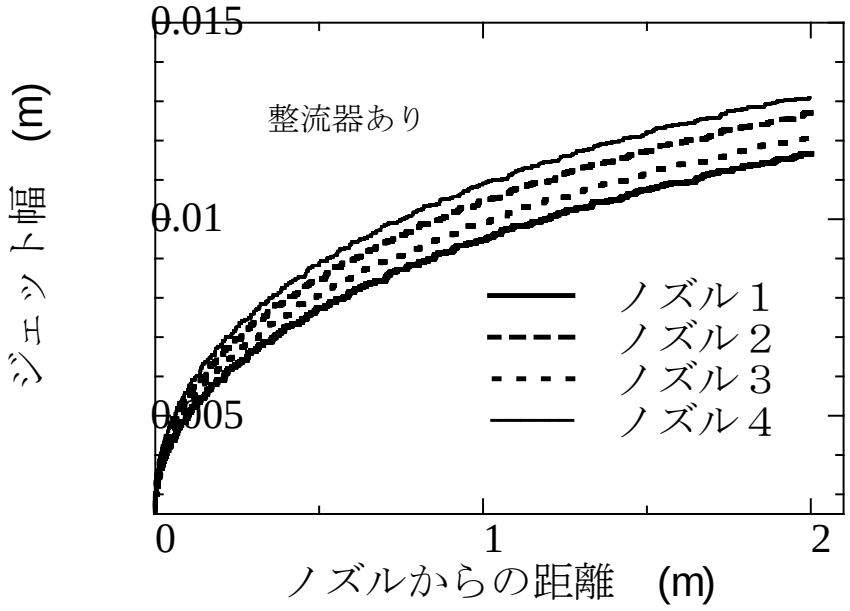


Fig. 4.47 Transition of the jetting width of the nozzle outlet
（nozzle with flow conditioner）

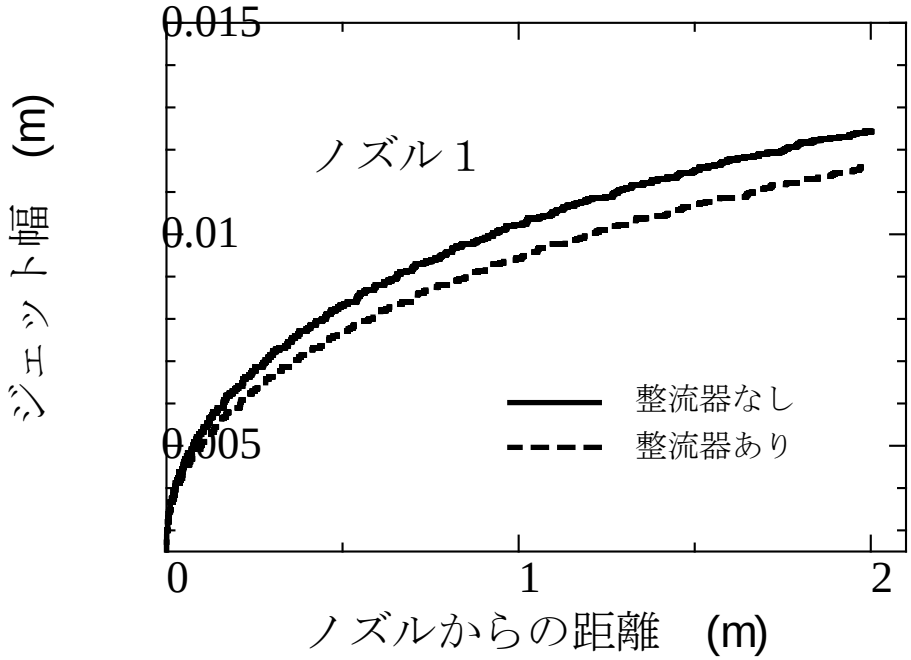


Fig. 4.48 Transition of the jetting width
（comparison of the nozzle with and without flow conditioner ）

付録(機器仕様)

（１） レーザー発振装置

名称	Diode Pumped Green CrystaLaser
形式	GCL-300-M
販売元	CrystaLaser 株式会社
仕様	Wave length　532[nm]
	Output Power　330[mW]
	Output power Stability 1%over 8 hours
	Beam Diameter　0.22[mm]
	Beam Divergence　3.2[mrad]
	Noise(rms, 100Hz to 10MHz) 0.5[%]

（２）フォトディテクタ

名称	Biased Silicon Detectors
形式	ET-2030
販売元	Electro-Optics Technology 株式会社
仕様	Risetime　300[ps]
	Falltime　300[ps]
	Responsivity　0.4[A/W]
	Active Area　0.4[mm dia]
	Reverse Breakdown Voltage 20[V]
	Acceptance Angle　30[°]
	Maximum Linear Ratings　10[mA]

（３）AD コンバータ

名称	高速マルチファンクション M シリーズ データ集録(DAQ)ボード
形式	NI PCI-6251
販売元	NATIONAL INSTRUMENTS 株式会社
仕様	アナログ入力チャンネル数 16,8
	分解能 16 ビット
	サンプリングレート 1.25[MS/秒]
	最大アナログ入力電圧 10[V]
	アナログ出力チャンネル数 2
	アップデートレート 2.86[MS/秒]
	最大アナログ出力電圧 10[V]
	外寸 15.5×9.7[cm]

（4）デジタル一眼レフカメラ

名称	レンズ交換式一眼レフレックスタイプデジタルカメラ
形式	D300
販売元	Nikon 株式会社
仕様	有効画素数　14.2 メガピクセル
	撮像素子方式　23.1×15.4 mm サイズ CMOS センサー
	記録画素数　4608×3072 ピクセル（サイズ L）
	画質モード　RAW
	シャッター方式　電子制御上下走行式フォーカルプレーンシャッター
	シャッタースピード　1/8000～30 秒（1/3 ステップ）
	寸法（W×H×D）　約 124×96×74.5 mm
	露出測光方式　420 分割 RGB センサーによる TTL 開放測光方式

第 5 章　結論

本研究では，高速ウォータージェットの流動構造の解明を目的として，ジェットの可視化実験及，密度分布の測定及び数値計算を行った．可視化については，高速ウォータージェットのノズル出口からの流動挙動を観察した．

また，可視化技術を応用し，流体場の情報を得るための手法として広く利用されている PIV や PTV の技術を利用し，本研究の研究対象としている高速ウォータージェットに関する流速測定技術の開発を行った．高速ウォータージェットは大流量のため従来の測定技術では計測が困難であったが，本研究で開発した PTV-LIF 法により，流速分布測定を可能にした．また，バックライト撮影を行い，高速ウォータージェットの内部構造ではなく，特に高速ウォータージェット表面の界面波の成長について考察を行った．

密度分布の測定及び数値計算については，非接触法であるレーザーCT 法とレーザーシュリーレン法による透過率分布の測定を行い，測定技術の開発に取り組んだ．また数値計算においては，ノズル内の流れを ANSYS FLUENT を使用して計算し，さらに均質流モデルによりノズル後の流体特性を計算した．これにより得られたジェットの特性やノズルの内部構造がジェットの拡散に与える影響等について考察を行った．

本研究で得られた結論を以下に示す.

(1) 高速ウォータージェットは，ノズル出口直後では連続流であり，すぐに界面波が発生し，ジェットの形状は崩れていく．その後，界面はさらに崩れ，ジェットの中心部分に波及する．そして，連続流から液滴流に変わる.

(2) 1MPa，5MPa において，界面はノズル出口直後から崩れ液滴が離脱する．その後，ジェットの界面は液滴が多数存在するが，ジェットが液滴流に遷移していくときに界面の液適量は減少し，界面は滑らかになる.

(3) 高圧になるほど液滴径は微細になり，ノズル出口直後の液滴飛散量も多くなる．またノズル出口直後の界面波も高圧になるほど短い距離で発生する.

(4) ジェットは本実験のノズル径 D=2.5mm では 100D～200D でジェットの中心部分が崩れ，液滴に遷移している.

(5) ジェットの断面方向の速度分布は，低圧下ではほぼ矩形の分布であり，高圧になるほどばらつきも大きくなる．また，ノズル出口から離れるにつれてジェットの外側部分が減速していくが，高圧になるほど減速が大きい.

(6) ジェットの噴射方向に対するジェットの平均流速は，600D（1,500mm）ではほぼノズル出口と変わらず，800D で約 10%程度減速する．よって，600D ではウォータージェットの切削能力は保たれていると考えられる.

(7) 界面波はノズル出口直後すぐに加速し，その後緩やかに加速していく．どの圧力に対しても 20D（50mm）付近で加速が終わり，その後減速していくと考えられる.

(8) 高速ウォータージェットではノズル出口からの距離が大きくなるほど，ジェットの中心から半径方向への移動距離に対する気相の増加割合は緩やかになる.

(9) 高速ウォータージェットでは，ジェットの圧力が高圧になるほどジェットの半径方向へ液滴が離散する割合が増加する．

(10）ノズル出口からの距離が大きくなるにつれて，ジェットの中心付近と外縁付近の密度が均一化される．

(11）高速ウォータージェットは外側から空気を巻き込みながら進んでいるために，気相の割合がジェットの中心から外側に向かって次第に大きくなる分布を持つ．

(12) ノズル内部に配置した整流器によってノズル内部の軸方向速度や乱流エネルギーが変化し，これらの特性がジェットの密度分布に影響を与えることを確認した．

(13）高速ウォータージェットの動圧を高く維持するには，ノズル出口において流体特性が対称性を有する方が有利であることがわかった．