

L2Fによる非定常ディーゼル噴霧
の不均一構造に関する研究

2015年12月

長崎大学大学院工学研究科

川原田 光典

目 次

記号表

略称

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	研究目的	4
第 2 章	燃料噴霧液滴の計測装置	5
2.1	レーザー2焦点流速計システム	5
2.1.1	光学系および信号処理系	5
2.1.2	計測原理	7
2.2	位相ドップラー流速計	13
2.3	供試インジェクタ	15
2.4	燃料噴射システム	15
2.5	画像計測システム	16
2.6	実験条件	16
第 3 章	噴霧液滴の分散モデル	18
3.1	液滴の分散	18
3.2	噴霧内液滴の数密度	22
3.3	噴霧の分散と液滴サイズの関係	23
3.4	第 3 章のまとめ	31
第 4 章	非定常噴霧の構造	32
4.1	噴射条件の時間的变化	32
4.2	噴霧画像による噴霧構造の観察	35
4.3	噴霧特性の時間変化に及ぼす噴射条件の影響	38

4.4	噴霧外周部における渦構造	52
4.5	第4章のまとめ	59
第5章	噴霧の不均一特性	60
5.1	噴霧特性の空間分布に及ぼす噴射条件の影響	60
5.2	噴霧液滴の分散特性	65
5.3	非定常噴霧における液滴の速度乱れとサイズの相関	71
5.4	第5章のまとめ	80
第6章	総括	81
参考文献		84
謝辞		90

記号表

ΔA	領域
d_c	液滴を立方体と仮定した場合の一辺の長さ
d_p	液滴径
F	焦点径
L	焦点長さ
L_d	上流焦点から下流焦点にかけての液滴間距離
L_e	理論液滴間距離
L_m	計測液滴間距離
M	噴射あたりの質量
M_E	理論質量
M_{inj}	噴射質量
MF_{all}	上流焦点を通過した液滴の質量流量
MF_{valid}	上流および下流焦点を通過した液滴の質量流量
N_{up}	上流焦点を通過した液滴数
$N_{up-down}$	上流および下流焦点を通過した液滴数
ND_{all}	上流焦点を通過した液滴の数密度
ND_{valid}	上流および下流焦点を通過した液滴の数密度
P_{amb}	背圧
P_{inj}	噴射圧
S	2 焦点間距離
T	噴射開始からの経過時間
t_l	飛行時間

t_2	上流焦点の散乱時間
t_3	下流焦点の散乱時間
ΔT	解析区間
Δt	液滴時間間隔
u	液滴速度
V_p	液滴体積
b	噴霧幅
We	ウェーバー数
Re	レイノルズ数
x	座標
Δx	計測点間距離
y	座標
z	座標

略称

APD	アバランシェフォトダイオード
CIV	相関画像速度計
DPF	ディーゼルパーティキュレートフェイルター
FPGA	フィールドプログラマブルゲートアレイ
L2F	レーザー2焦点流速計
LDV	レーザードップラー流速計
LIF	レーザー誘起蛍光法
NO _x	窒素酸化物
PDPA	位相ドップラー粒子計測法
PDA	位相ドップラー流速計 (PDPA と同義)
PIV	粒子イメージ流速計測法
PM	粒子状物質
SNR	信号対雑音比

第 1 章 序論

1.1 研究背景

世界的なエネルギー需要は新興国の発展および人口増加に伴い今後とも増加する予測がなされている。その需要をまかなうため太陽光や風力のような自然エネルギーやシェールガスなどの新たな資源の活用が促進されている。また多様な資源を活用するため輸送部門においては従来の液体燃料だけでなく、電気や水素をエネルギー源とする乗用車の実用化が進められており、今後それらの占める割合は増大するものと予想される。しかし、エネルギー密度の高さや取り扱いの良さから、エネルギー源として液体燃料を用いる内燃機関を単体で、もしくはそれとモータなどを組み合わせて用いる車両が当面は大勢を占めるものと考えられる。液体燃料については、持続的発展可能な社会の実現に向け、化石燃料への依存からの脱却および環境負荷の低減に有効なバイオ系燃料の利用が進んでいる。内燃機関の1つであるディーゼル機関は高熱効率という特徴を有する。しかし排気中に粒子状物質(PM:Particulate Matter)や窒素酸化物(NOx:Nitrogen Oxide)を含み、持続的発展可能な社会を支えるクリーンな動力源とするにはさらに熱効率を向上させるとともに、これらの排気物質の低減が必要である。

これらの有害な排気物質の人体および環境への影響は問題視されており、世界各地で規制が年々強化されている。日本では 2009 年よりポスト新長期規制が施行され、PM は 0.01g/kWh, 同様に NOx については 0.7g/kWh を規制値としている。この規制値は筒内直噴式のガソリン機関と同程度という非常に厳しいものである。また、アメリカでは Tier2 Bin5, ヨーロッパでは EURO 6 による同様の厳しい規制が行われている。これらの規制値を満たすために、PM 低減のための DPF(Diesel Particulate Filter)⁽¹⁻³⁾

や NOx 低減のための尿素 SCR 触媒および NOx 吸蔵還元触媒⁽⁴⁾などの後処理装置が考案されている。しかし後処理装置の装着に伴い重量が増加すること、また金属触媒を用いる後処理装置では触媒の活性化のための燃料噴射が必要であることなどから燃費が悪化する。

ディーゼル機関の高い熱効率を損なわずに排気特性を改善するには、空気と燃料の混合気形成の適正化によって燃焼時に発生する有害排出物そのものを低減する必要がある。ここで PM は混合気濃度が過濃かつ燃焼温度が比較的低い噴霧中心部で、NOx は混合気濃度が希薄かつ燃焼温度が高い噴霧外周部付近で生成される。PM と NOx の同時低減のためには、PM と NOx のいずれも生成されない混合気濃度となる噴霧を形成することが必要である。ディーゼル機関では、液体燃料が高温高压の燃焼室内に噴射されて噴霧を形成し、噴霧内の液滴の微粒化・蒸発・混合気形成を経て自己着火が起こる。すなわち空間的および時間的に適切な噴霧の制御が燃焼・排気特性の改善において重要である。特に噴孔近傍の噴霧特性は噴霧全体の挙動を支配するため、適切な制御の実現には刻一刻と変化する噴孔近傍の噴霧の非定常特性および噴霧内に存在する不均一特性について詳細に把握する必要がある。

これまでに多くの研究者により噴霧の計測方法が提案され、噴霧特性が評価されてきた。代表的な噴霧の計測方法として噴霧の挙動をマクロ的にとらえる噴霧の画像計測があり、噴霧先端到達距離⁽⁵⁻⁷⁾や噴霧角^(8, 9)などの時間変化が報告されている。特に噴霧先端到達距離は噴霧の成長を表す重要なパラメーターであり、廣安ら⁽¹⁰⁾に代表される多くの研究者によって予測式が提案されている⁽¹¹⁻¹⁴⁾。また、LIF(Laser-induced fluorescence)法^(15, 16)、CIV(Correlation imaging velocimetry)⁽¹⁷⁾、PIV(Particle Image Velocimetry)⁽¹⁸⁻²⁰⁾や X 線⁽²¹⁾等を用いた計測結果が報告されている。

噴霧液滴粒径の計測方法にはブラウンホーファー回折法⁽²²⁾やレーザー光回折法⁽²³⁾、

²⁴⁾, 蛍光・散乱光法⁽²⁵⁾, 干渉画像法⁽²⁶⁾, ホログラフィ法⁽²⁷⁾などがあるが, これらの計測法は計測された画像から液滴径を評価するため, 噴霧の下流あるいは外縁の比較的少数密度な領域において用いられ, 噴孔近傍の液滴の計測には不向きである.

粒径と流速を同時に計測できる位相ドップラー粒子計測法(Phase Doppler Particle Analyzer; PDPA)は位相情報を基にして粒径を決定するために, 計測点を取り巻く噴霧粒子によって散乱光強度が減衰しても計測結果への影響が少ないという特徴を持つ. これまでに多くの研究者によりディーゼル噴霧液滴の計測に PDPA を用いた結果が報告されており⁽²⁸⁻³⁵⁾, 噴射期間中に噴射された液滴の計測結果も報告されているものの, ごく少数にとどまる.

このように様々な噴霧計測法があるものの, いずれの計測法においても噴孔近傍では高速高数密度で液滴が存在するため計測が困難であり, 噴霧内の液滴の挙動に関する知見は極めて限られている. また時間的および設備的制約から現象の全てを実験により理解することは非現実的であり, 数値解析による噴霧特性の理解が必要である. 燃料噴霧について数値解析を行う際, 液滴の分裂, 衝突, 合体等の物理現象を適切にモデル化する必要がある. これまでに様々な研究者によって噴孔から離れた位置での計測結果や, 噴霧先端到達距離等の噴霧形状から得られた情報を基にモデルが考案されているものの, その妥当性は確認できていない.

2 つの焦点の間を液滴が飛行する時間を計測して速度を求めるレーザー2焦点流速計(Laser 2-focus velocimeter; L2F)は光学的 SNR(Signal to Noise Ratio)が高く⁽³⁶⁾, 液滴数密度の高い噴霧計測において多重散乱の影響を受けにくいという特徴を有している. 本論文において用いられたレーザー2焦点流速計は, 液滴による散乱光の散乱時間計測機能を付加することによって速度とサイズの同時計測が可能である⁽³⁷⁾. これまでにノズル噴孔から 0.5mm 下流の噴霧液滴速度とサイズを同時に計測した結果⁽³⁸⁾や, 噴孔下流 25mm の位置において噴霧内の質量流量の評価を行い, それらの積

分値が噴射量と一致する結果が報告されている⁽³⁹⁾.

1.2 研究目的

これまでの研究者による噴霧モデルは、噴孔近傍の噴霧計測が困難であることからその妥当性を確認できていない。そこで本論文では、噴孔近傍の噴霧特性について明らかにすることを目的とする。この目的の達成のため、測定体積を微小化することによって高速高数密度で液滴が存在する領域での計測を可能とし噴霧計測に特化させたL2Fを用いて、噴孔近傍の液滴の速度およびサイズを評価する。この結果を基に噴孔近傍における非定常噴霧内の不均一性について明らかにする。さらに噴霧内の液滴の分散をモデル化する手法を提案し、本モデルによる評価結果とL2Fによる計測結果を比較することにより噴霧モデルの妥当性を確認した後、本モデルを用いて噴霧特性について考察する。

第 2 章 燃料噴霧液滴の計測装置

2.1 レーザー2焦点流速計システム

2.1.1 光学系および信号処理系

本研究で用いた L2F の測定体積は 2 つの焦点より構成され、図 2.1 はその 3 次元構造を示している。焦点直径 F が $3\mu\text{m}$ 、焦点長さ L が $20\mu\text{m}$ 、焦点間距離 S が $17\mu\text{m}$ の微小な測定体積を実現している。また、LDV(Laser Doppler Velocimeter) や PDPA と比べて光学的 SNR が非常に高いという特徴を持つ。

図 2.2 に L2F の光学系および信号処理系を示す。半導体レーザー(Intense 社製、波長 830nm 、出力 150mW)から射出されたレーザー光はコリメータレンズで平行

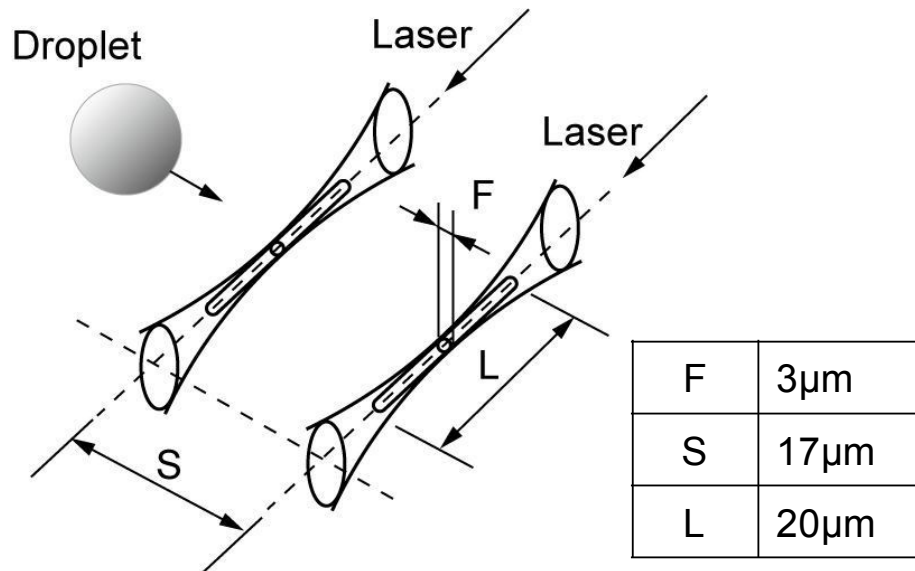


Fig. 2.1 Measurement probe of L2F

光となり、ビームスプリッターにより 2 本のレーザー光に分けられる。反射鏡およびキューブ型ビームスプリッターにより反射された 2 本のレーザー光は焦点距離 8mm の非球面レンズ(GELTECH 社製, BJ350240B)によりレンズ前方に 2 つの焦点を形成する。計測対象となる液滴が焦点を通過すると散乱光が生じ、L2F は後方散乱光を受光する。後方散乱光は再び非球面レンズおよびキューブ型ビームスプリッターを透過し、顕微鏡用対物レンズで拡大された後、光センサーであり受光面サイズが直径 0.2mm である APD(浜松ホトニクス社製, S2381)で検知される。2 つの焦点から生じた散乱光はそれぞれ別の APD に導かれる。APD から出力された微弱な電流はアンプで増幅され、FPGA (Prime Systems 社製, SX-USB2)により構成されるデジタルカウンターに送られる。FPGA により液滴が焦点間を飛行する時間、および各焦点における液滴の散乱時間は 160MHz の周波数で計数される。さらに、噴射信号印加からの経過時間である液滴データ取得時刻も同時に 6MHz の周波数で計数する。

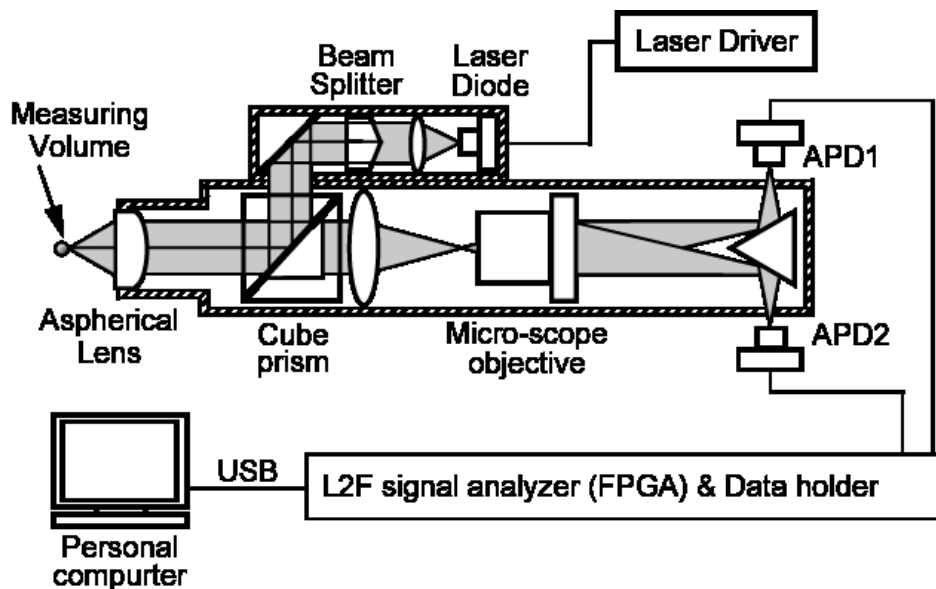


Fig. 2.2 Optical setup of L2F and signal processor

2.1.2 計測原理

図2.3に計測対象粒子が2焦点を通過するときにAPDから出力される上流・下流信号とカウントされる飛行時間および散乱時間の関係を示す。計測対象粒子が上流焦点を通過してから下流焦点を通過するまでの飛行時間を t_1 、計測対象粒子が焦点を通過したときの、上流焦点の散乱時間を t_2 、下流焦点の散乱時間を t_3 とする。液滴速度 u は、既知である焦点間距離 S と飛行時間 t_1 より次の式で求められる。

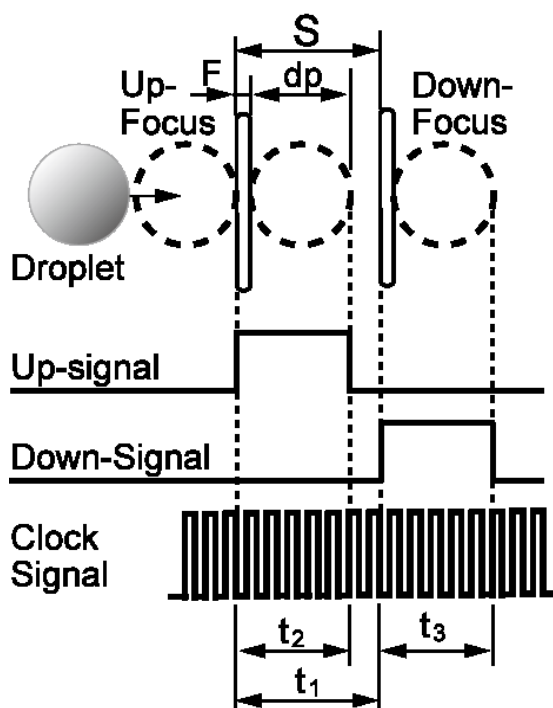


Fig.2.3 Time-of-flight and time-of-scattering

$$u = \frac{S}{t_1} \quad (2.1)$$

また、液滴サイズは、2 焦点間距離 S と液滴サイズ d_p +焦点サイズ F の比が飛行時間 t_1 と散乱時間の比に対応することから次の式が得られる。その際、散乱時間は上流散乱時間 t_2 と下流散乱時間 t_3 の平均値を用いる。

$$\frac{F + d_p}{S} = \frac{\frac{t_2 + t_3}{2}}{t_1} \quad (2.2)$$

上式をサイズ d_p について変形すると

$$d_p = u \cdot \frac{t_2 + t_3}{2} - F \quad (2.3)$$

と求められる。

噴霧液滴の空間的な分散の状況把握は、高数密度場における液滴の分裂過程を理解する上で重要である。本論文では分散の指標として、液滴間距離ならびに数密度を考える。液滴間の飛行方向の距離 L_d は、液滴が計測点を通過した後、次の液滴が通過するまでの時間 Δt と液滴の速度 u の積、すなわち、

$$L_d = u \cdot \Delta t \quad (2.4)$$

で推定できる。ここで液滴時間間隔 Δt は両焦点を通過した液滴データすなわち有効データより算出される。また、焦点の計測可能な面積は $(L+d_p) \cdot (F+d_p)$ であ

り，1個の液滴が体積 $L_d \cdot (L + d_p) \cdot (F + d_p)$ の空間に存在すると考えられる．これらより有効データより求めた単位時間当たりの平均液滴数密度 ND_{valid} は

$$ND_{valid}(x, T) = \frac{1}{\sum L_d \cdot (L + d_p(x, T)) \cdot (F + d_p(x, T))} \quad (2.5)$$

で求められる．

液滴数密度の計測限界は測定体積，すなわち $F \cdot L \cdot S \doteq 1.02 \times 10^{-6} \text{ (mm}^3\text{)}$ に 1 つの液滴が存在する場合であり，そのときの数密度は $1 / 1.02 \times 10^{-6} \doteq 980,000 \text{ (1/mm}^3\text{)}$ となる．

噴霧内の局所質量流量は燃料当量比分布の基礎情報として重要である．直径 F ，長さ L の焦点をサイズ d_p ，体積 V_p の液滴が通過する場合，単位時間に上流焦点および下流焦点の両方を通過する各液滴の質量の総和である質量流量 MF_{valid} は次式により算出できる．

$$MF_{valid}(x, T) = \frac{\sum \frac{\rho \cdot V_p(x, T)}{\Delta t(x, T) \cdot (L + d_p(x, T)) \cdot (F + d_p(x, T))}}{\sum} \quad (2.6)$$

式(2.5)および(2.6)では，上流焦点および下流焦点の両方を通過した液滴データを用いている．実際の噴霧中では上流焦点のみを通過する液滴が存在し，その判別が必要である．図 2.4 は上流焦点を通過した液滴，および上流・下流両焦点を通過した液滴を判別するフローチャートを示している．取得データ数，つまり上流焦点を通過した液滴数 N_{up} は計測開始時にセットされる．飛行時間および散乱時間クロックの計数は，上流焦点を通過した微粒子の散乱光による上流焦

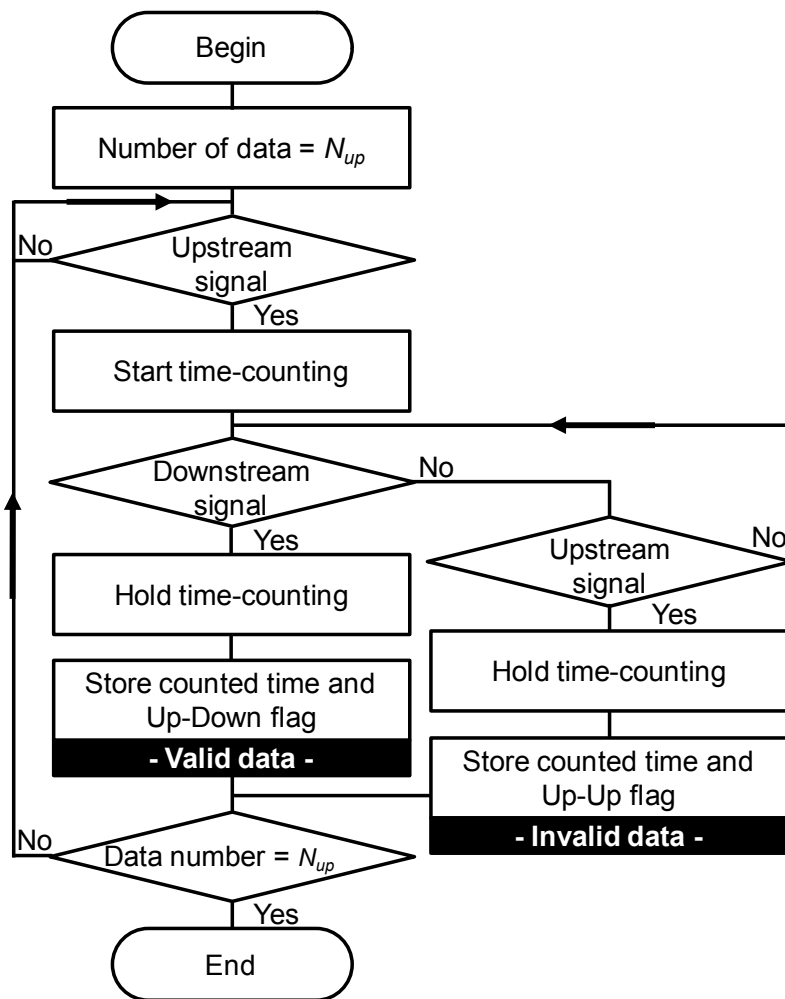


Fig.2.4 Flowchart of data acquisition procedure

点信号(Upstream signal)の検出によって開始される。下流焦点を通過した微粒子の散乱光による下流焦点信号(Downstream signal)が検知されるか、上流焦点信号が再び検知されるまで計数が行われる。上流焦点信号が検出された後、下流焦点信号が検知された場合、計数値とともに上流・下流フラグが保存される。また、上流焦点信号の後に再び上流焦点信号が検知される場合、計数値と共に上流・上流フラグが保存される。ここで有効データは上流・下流フラグを持つ液滴であり、計測終了後に抽出される。

式(2.5)および(2.6)による液滴数密度および質量流量の評価では有効データ、すなわち両焦点通過液滴の速度、サイズおよび時間間隔を用いる。ここで、測定体積を通過した全ての液滴を対象に液滴数密度および質量流量を評価する場合、上流焦点のみを通過した液滴の存在を考慮する必要がある。両焦点通過液滴は全液滴のランダムサンプリングで得られたものであり、両焦点通過液滴の速度、サイズは上流焦点通過液滴の速度、サイズと統計的に同じと考えられる。このことから、両焦点通過液滴より算出した液滴時間間隔 Δt に、上流焦点を通過した液滴数 N_{up} と両焦点を通過した液滴数 $N_{up-down}$ の比をかけることにより、測定体積を通過した全ての液滴の液滴時間間隔を推定することとした。これより測定体積を通過した全ての液滴の液滴数密度 ND_{all} および質量流量 MF_{all} は次式より求められる。

$$ND_{all}(x, T) = ND_{valid}(x, T) \times \frac{N_{up}}{N_{up-down}} \quad (2.7)$$

$$MF_{all}(x, T) = MF_{valid}(x, T) \times \frac{N_{up}}{N_{up-down}} \quad (2.8)$$

噴射期間にわたる全燃料質量 M は次式によって見積られる.

$$M(x, T) = \sum_x \sum_t MF_{all}(x, T) \Delta A(x) \Delta T \quad (2.9)$$

$$\Delta A(x) = 2\pi x \Delta x \quad (2.10)$$

ここで, ΔT は解析する期間を, ΔA は幅 Δx のリング状断面を示す.

2.2 位相ドップラー流速計

L2F による計測に加えて、Artium 社製の位相ドップラー流速計(Phase Doppler Anemometer ; PDA) PDI-200MD を用いて、大気中に間欠噴射されるディーゼル噴霧の計測を行った。図 2.5 は PDA による噴霧計測システムを示す。光学系は鉛直方向の速度とサイズを計測する最大出力 150mW、波長 532nm の半導体レーザー(CH1)、および水平方向の速度を計測する最大出力 50mW、波長 491nm の半導体レーザー(CH2)を光源とし、トランスミッタとレシーバの集束レンズとして焦点距離が 500mm の非球面レンズを採用した。トランスミッタから射出される波長 532nm のレーザー光の間隔は 60.83mm、波長 473nm のレーザー光の間隔は 60.60mm であり、各レーザー光の直径は 1.0mm である。またトランスミッタとレシーバの設定角度は 40 度である。計測システムの最大サンプリングレートは 250kHz である。

CH1 方向には 3 つの検知器が設けられており、噴霧液滴が測定点を通過することで得られるドップラー周波数は検知器の場所によって位相ずれを起こす。この位相ずれ(位相差)が球形粒子の大きさとリニアな関係になることから、粒径を求めることが出来る。

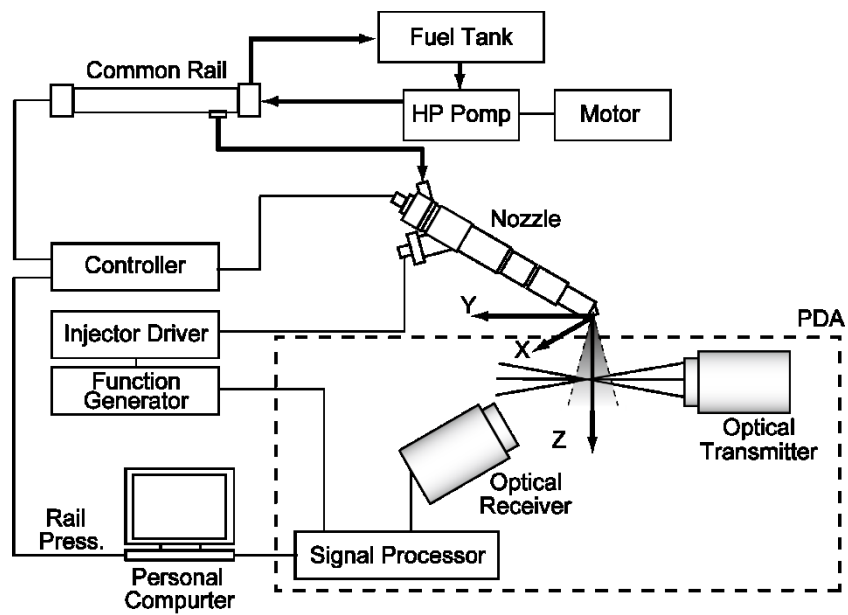


Fig.2.5 Fuel spray measurement system of PDA

液滴の速度ベクトルを噴霧軸から ± 45 度の2つの方向の速度成分から算出し、
 図 2.6 に示すように、噴霧軸である z 軸と速度ベクトルのなす角度を θ とした。
 y が正のとき、 θ が正の角度は液滴が内向きに飛行することを示し、 θ が負の角
 度は液滴が外向きに飛行することを示す。

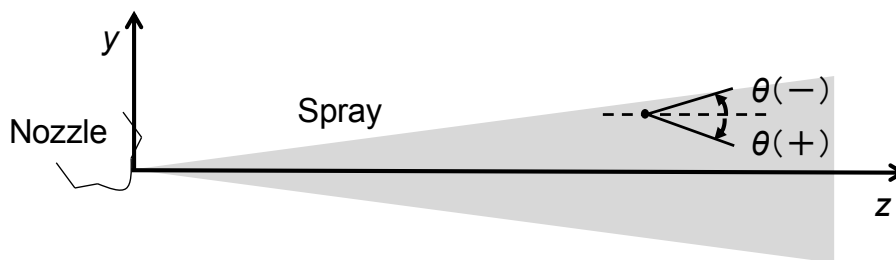


Fig.2.6 Angle of droplet flight

2.3 供試インジェクタ

表 2.1 に計測に使用した燃料噴射ノズルの仕様を示す。本研究では噴孔径 0.112mm の 8 噴孔ソレノイドインジェクターを用いた。インジェクタの噴射制御はファンクションジェネレーターから矩形信号を出力しインジェクタードライバでインジェクタのソレノイドに電流を与えることで針弁を駆動させて行った。噴射期間は矩形信号のパルス幅を、噴射間隔は周期を調整することにより変更した。

2.4 燃料噴射システム

図 2.7 にコモンレールインジェクターシステムおよび L2F の信号処理系を示す。サプライポンプ (BOSCH 社製) は、プーリーを介してモーター (HITACHI 製, 5.5kW TFO-KK4P) で駆動した。モーターの回転数を 800rpm とした。サプライポンプによって昇圧された供試燃料がコモンレールに供給され、コモンレール内圧力をコモンレールに取り付けられた圧力センサで検出した。供試燃料には JIS2 号軽油を用いた。供試燃料がコモンレールから燃料タンクに戻るリターン量を調整することによりレール内圧力を維持した。リターン量の調整はコモンレールコントローラーによって行った。

Table 2.1 Injector specification

Injector type	Solenoid injector
Nozzle type	Sac nozzle
Number of nozzle holes	8 holes
Diameter of Injector hole	0.112mm

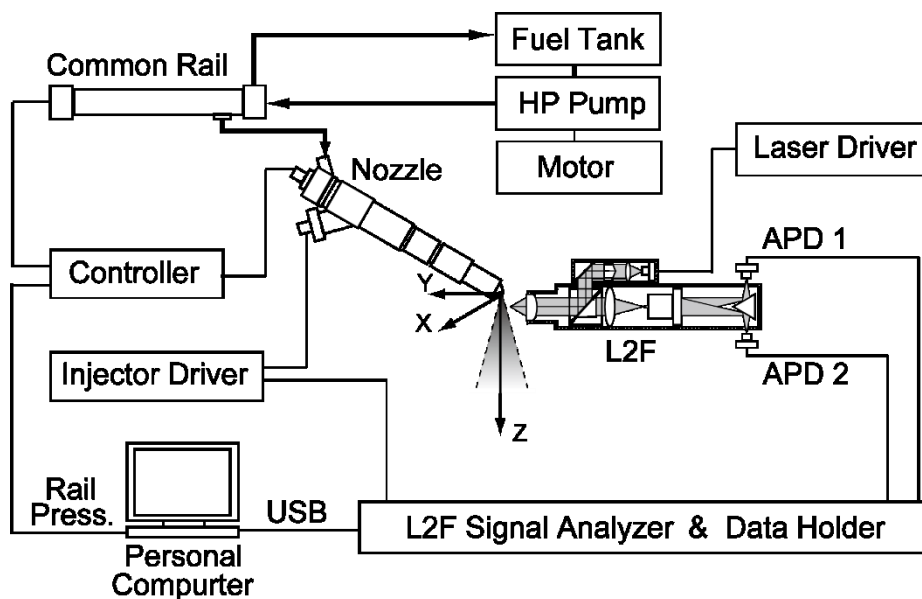


Fig.2.7 System of fuel spray measurement by using L2F

2.5 画像計測システム

噴霧の不均一性および非定常性の観察のため、噴射信号印加からの経過時間 T に同期して噴霧画像を取得した。非常に短い時間で噴霧の非定常性および不均一性が変化するため、発光時間が 180ns の光源（菅原研究所製 NP-1A /NPL-5）および有効画素数 1620 万画素の CMOS カメラ(Nikon 製 D5000)を用いた。

2.6 実験条件

表 2.2 に実験条件を示す。本研究はいずれも計測装置の制約条件の少ない大気圧場で計測を行った。噴射圧 P_{inj} は、比較的低压の 40MPa, 中程度圧力の 65MPa, および比較的高圧の 135MPa を設定した。また、噴射圧 40MPa の場合には、噴射期間 T_e が比較的短い 0.8ms および比較的長い 3.0ms を設定した。噴射圧 40MPa, 噴射期

間 0.8ms の条件 1 では, 噴射期間中に針弁が動き続け, 弁が全開にならない. 条件 2, 3, 4 および 5 は噴射期間中に弁が全開となる準定常状態である. 条件 1~4 では液滴分裂を含む噴孔近傍での噴霧挙動を詳細に評価するため, 噴孔下流 10mm の位置で半径方向に 5 から 9 点の計測点を設定し, L2F を用いて計測を行った. また, 条件 5 では液滴の挙動を 2 次元的に把握するため, PDA を用いた計測に適した噴孔下流 40mm の位置で計測を行った.

Table 2.2 Injection conditions

Condition	System	Pinj (MPa)	Te(ms)	z(mm)	x(mm)
1	L2F	40	0.8	10	-1.2, -0.9, -0.6, -0.3, 0, 0.3, 0.6, 0.9, 1.2
2	L2F	40	3.0	10	-1.0, -0.5, 0, 0.5, 1.0
3	L2F	65	2.3	10	-1.0, -0.75, -0.5, -0.25, 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1.0
4	L2F	135	1.5	10	-1.0, -0.75, -0.5, -0.25, 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1.0
5	PDA	40	3.0	40	1.5, 3.0, 5.0

第3章 噴霧液滴の分散モデル

液体燃料が微細な噴孔から噴射された後、噴孔から離れた位置では噴霧幅が増加する。すなわち噴射された液体燃料の液滴が存在する範囲は、噴霧半径方向に広がる。また、噴霧では噴孔から離れるに従って液滴の速度が低下することから、噴孔から離れるに従って先に噴射された噴霧液滴との間隔、すなわち噴霧軸方向の液滴の間隔は狭まる。これらのことを考慮し、噴霧内の液滴の分散のモデルを提案する。

3.1 液滴の分散

液滴を立方体で考えると噴孔部では液滴が接触していることから噴孔出口部での数密度は次式で表される。

$$N_{d0} = \frac{1}{d_c^3} \quad (3.1)$$

噴孔から噴射された燃料は、噴孔出口部から離れるにつれて空気の取り込みによって半径方向に広がり空気との運動量交換により定常的に速度が減少する。噴霧内の液滴は、噴霧幅が広がることで分散し、速度が減少することで密集する。図 3.1(a)はその様子を模式的に描いたものである。噴霧幅が広がることによる分散の程度は噴霧断面積の比に、噴霧軸方向の液滴の密集の度合は噴孔出口部との速度の比に比例すると考えられる。すなわち液滴数密度 N_d 、噴霧幅 b および液滴速度 v の関係は次式で表される。

$$N_d = \left(\frac{b_0}{b}\right)^2 \frac{v_0}{v} N_{d0} \quad (3.2)$$

ここで、添え字 0 は噴孔出口部、添え字がないものは任意の断面を表す。噴孔出口部での状況とし、 b_0 に噴孔径、 v_0 に噴射率から求めた速度を用いた。噴孔近傍では噴孔下流 10mm で計測されたサイズ液滴が密集しているものと考えられ、噴孔近傍の液滴間距離は液滴サイズと等しいものとした。すなわち N_{d0} を噴孔下流 10mm で得られた液滴サイズから算出した体積の逆数を用いて算出した。

図 3.1(a)は液滴が直進する模式図となっている。しかし、実際の噴霧では液滴の速度の乱れによって液滴が直進せず、局所的にランダムに分布しているものと考えられる。すなわち、液滴の分散は図 3.1(b)の状況と考えられる。液滴数密度に基づく液滴間距離 L_i は次式で求められる。

$$L_i = \frac{1}{\sqrt[3]{N_d}} \quad (3.3)$$

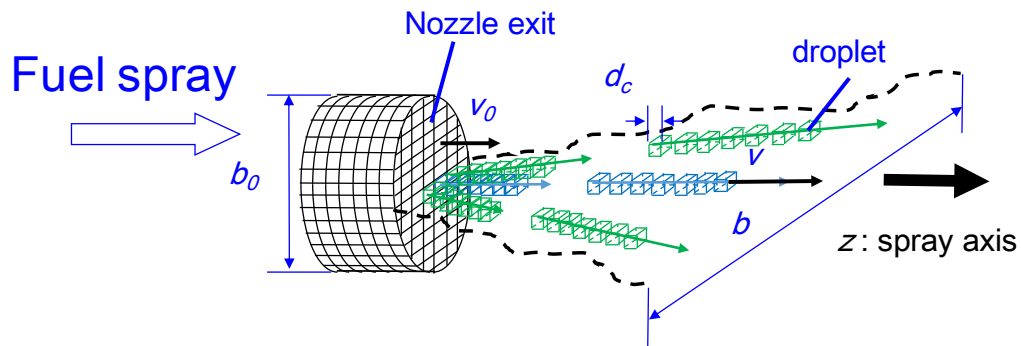
なお、液滴を立方体と仮定したときの立方体の一辺 d_c と液滴が球形である場合の液滴サイズ d_p との関係は

$$d_c^3 = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{d_p}{2}\right)^3 \quad (3.4)$$

より

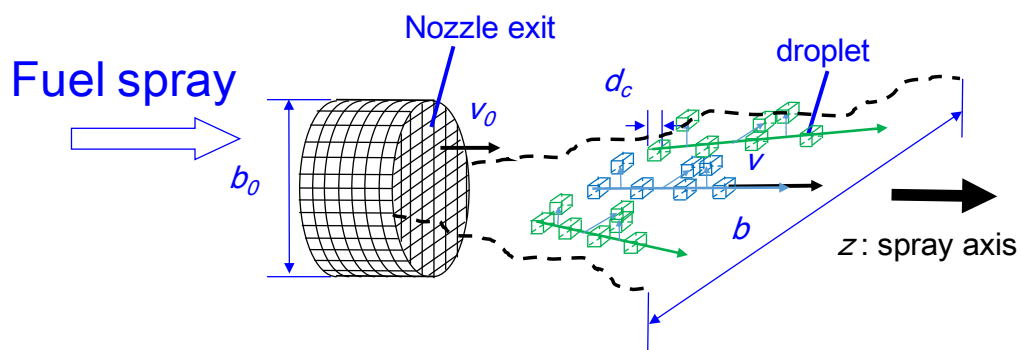
$$d_p = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi}} d_c \tag{3.5}$$

である。



d_c : droplet size, b : spray width, v : velocity, suffix 0 : orifice exit

(a) Droplet dispersion



d_c : droplet size, b : spray width, v : velocity, suffix 0 : orifice exit

(b) Isotropic dispersion

Fig. 3.1 Droplet dispersion model

3.2 噴霧内液滴の数密度

調ら⁽⁴⁰⁾は噴霧内の液滴の数密度を調査し、その結果を図 3.2 にまとめている。乗用車用ディーゼルエンジンで一般的に用いられているコモンレールインジェクタから噴射される液滴の数密度は、白三角で示されている。その範囲は 1mm^3 あたり数千から数十万のオーダーである。

液滴サイズを $10\mu\text{m}$ と仮定した場合、式(3.1)から求められる噴孔出口部での数密度 $N_{d0}=100,000$ となり、調らの結果と同じオーダーである。分散を考慮したモデルによるディーゼル噴霧の数密度は、妥当に評価されているものと判断される。

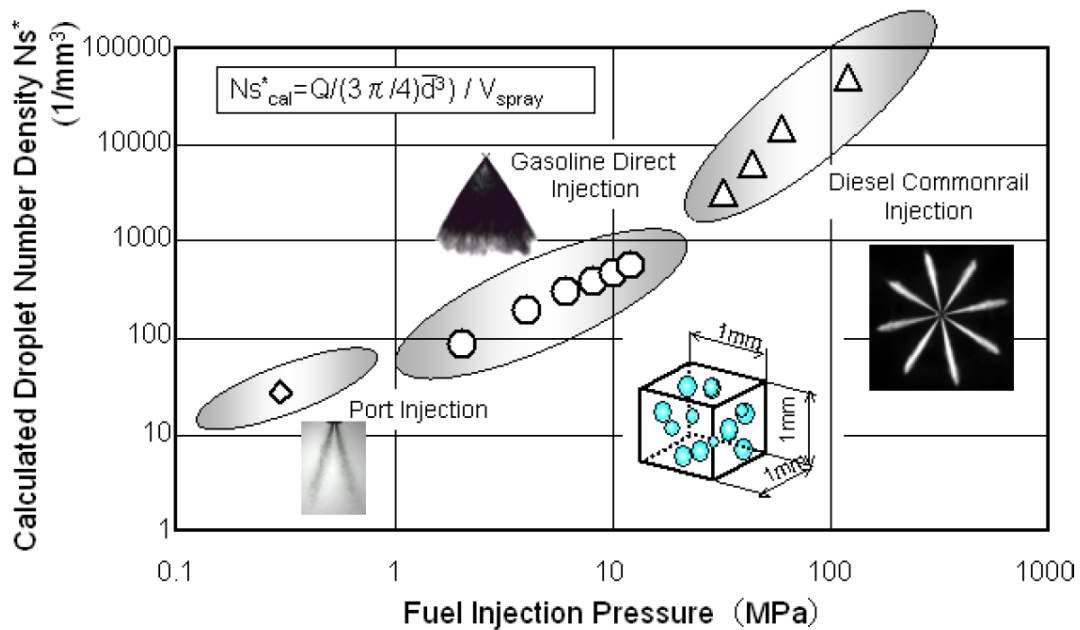


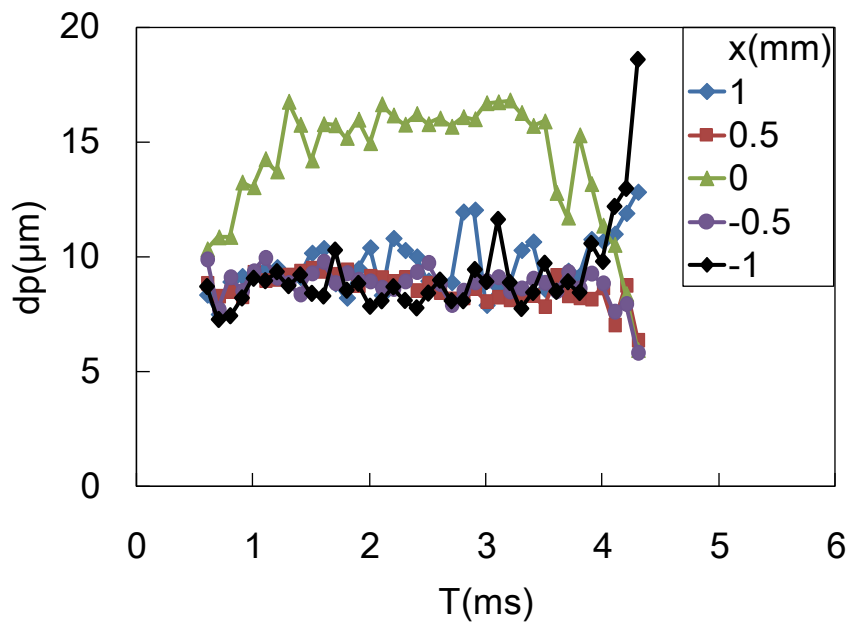
Fig. 3.2 Distance between droplets under isotropic dispersion⁽⁴⁰⁾

3.3 噴霧の分散と液滴サイズの関係

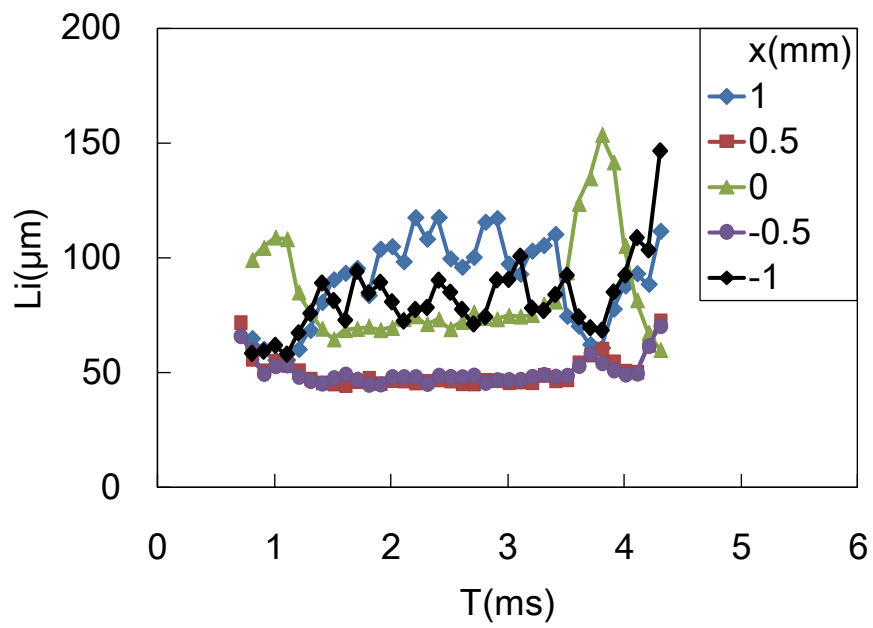
液滴サイズに応じた液滴の分散の状況を評価するため、液滴間距離 L_i と液滴サイズ d_p を評価した。図 3.3(a)に噴射圧 40MPa, 噴射期間 3.0ms において得られた液滴サイズの時間変化を 0.1ms の時間窓ごとに示す。噴霧中心の液滴サイズは噴射の初期に増加し、噴射期間の中央で変化が小さい。中心を除いた計測点では噴射期間全体で液滴サイズの変化は小さかった。噴霧中心における液滴サイズの増加は、ノズル内流れに生じる乱れが減少したためと考えられる。

図 3.3(b)に 0.1ms の時間幅ごとの平均液滴間距離の時間変化を示す。噴霧中心の $x=0\text{mm}$ において、噴射の初期および終期の液滴間距離は噴射中期の場合より長かった。一方、噴霧外周部の $x=\pm 1.0\text{mm}$ においては、噴射の初期の液滴間距離は噴射中期の場合より短かった。これは噴射の初期には噴霧幅が広く、比較的外縁まで多くの噴霧液滴が飛行するためと考えられる。 $x=\pm 0.5\text{mm}$ の計測点では噴射期間中、液滴間距離は他の計測点よりも小さい値を示した。これは噴霧中心部では液滴が未分裂で存在し、外周部では空気を取り込みがあるため液滴間距離が相対的に長いものと考えられる。

噴射初期および中期において、各計測位置での液滴間距離の大小関係が変化したことから、液滴サイズと液滴間距離の関係を噴射初期と中期の 2 つの時刻において調査した。



(a) Droplet size



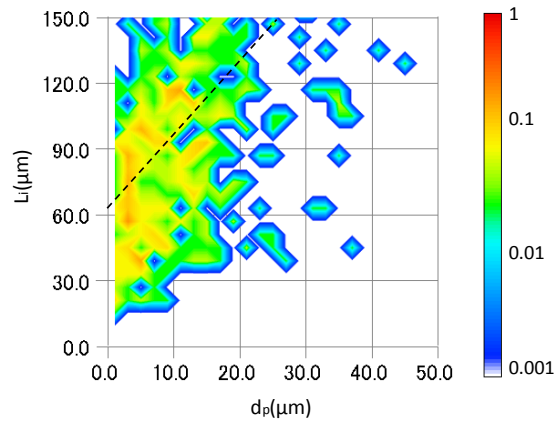
(b) Distance between droplets

Fig.3.3 Time variation of droplet size and distance between droplets

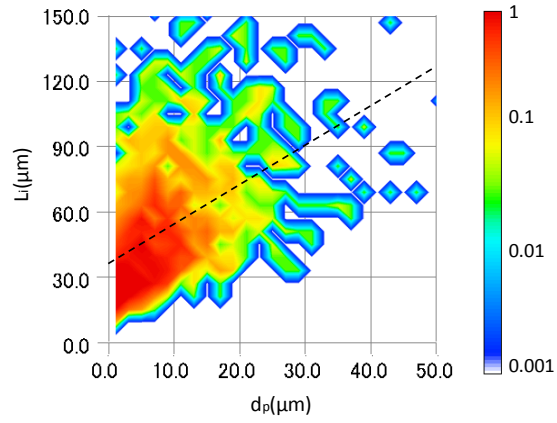
図 3.3(a)および(b)で示した液滴サイズおよび液滴間距離の時間変化のうち、噴射初期の $T=0.75\text{ms}$ から 1.15ms に含まれる各液滴のデータを用いて、液滴間距離と液滴サイズの間の特関を等高線を用いて評価した。図 3.4(a), (b)および(c)はそれぞれ $x=0, 0.5$ および 1.0mm における液滴サイズと液滴間距離の特関を示す。等高線は噴射当たりの液滴数を確率密度で評価したものである。確率密度の高い領域は赤色、中程度を緑、低い領域を青で示し、液滴データの存在しない範囲を白色で示す。図 3.4(c)の確率密度の高い範囲は液滴サイズが $5\mu\text{m}$ 以下の領域では液滴間距離は $10\mu\text{m}$ から $120\mu\text{m}$ 程度である。液滴サイズが $40\mu\text{m}$ の場合には液滴間距離は $60\mu\text{m}$ 以上の範囲に液滴データが存在する。すなわち液滴サイズが大きい場合に液滴間距離が広いという関係が見られた。他の計測点においても同様の関係が見られた。液滴サイズに対する液滴間距離の増加率を評価するため、液滴サイズおよび液滴間距離のデータのプロットについて最少二乗法により線形近似した直線を図中に黒の破線で示す。液滴サイズに対する液滴間距離の増加率、すなわち近似直線の傾きは $x=0\text{mm}$ の方が $x=0.5\text{mm}$ より大きかった。 $x=0\text{mm}$ では少数のサイズの小さな液滴が分散しているものと考えられる。 $x=1.0\text{mm}$ の赤で示した噴射当たりの液滴数が多い領域は、 $x=0.5\text{mm}$ のものよりも狭かった。

噴射中期である $T=2.25$ から 2.65ms において液滴サイズと液滴間距離の特関、および液滴サイズに対する液滴間距離の増加率を図 3.4 の場合と同様に評価した。図 3.5(a), (b)および(c)はそれぞれ噴射中期における $x=0, 0.5$ および 1.0mm の液滴サイズと液滴間距離の特関を示す。噴射中期では $x=0$ および 0.5mm で確率密度の高い赤色の領域が左下から右上に分布しており、液滴サイズと液滴間距離の特関が強く現れた。図 3.5(c)の $x=1.0\text{mm}$ の場合、液滴サイズが小さい場合においても液滴間距離は数 μm から $150\mu\text{m}$ の広い範囲に分布している。分裂後

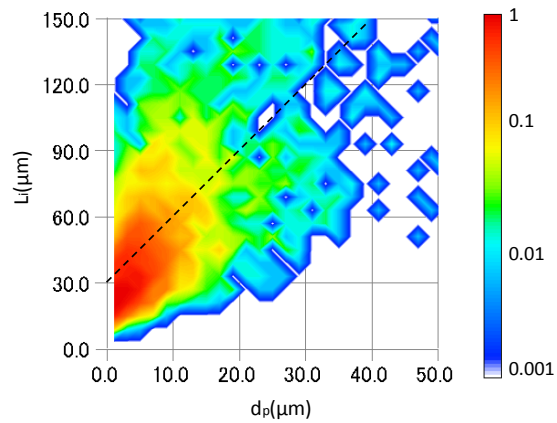
の液滴の大きさに関わらず液滴と周囲空気の混合によって液滴間距離が広がったものと考えられる。



(a) $x=0\text{mm}$

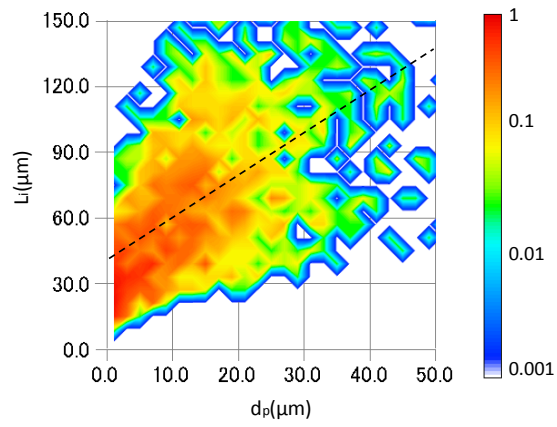


(b) $x=0.5\text{mm}$

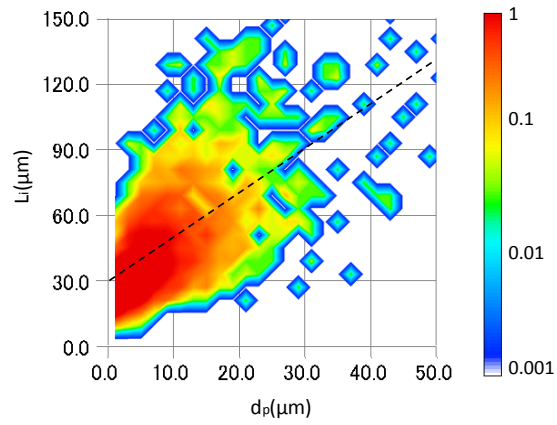


(c) $x=1.0\text{mm}$

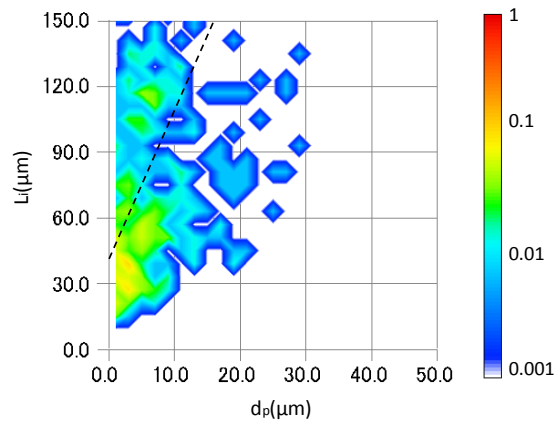
Fig.3.4 Correlation between size and distance between droplets in the early stage of injection period; $T=0.75\text{-}1.15\text{ms}$



(a) $x=0\text{mm}$



(b) $x=0.5\text{mm}$



(c) $x=1.0\text{mm}$

Fig.3.5 Correlation between size and distance between droplets in the early stage of injection period; $T=2.25\text{-}2.65\text{ms}$

図 3.4 および 3.5 で示した液滴間距離と液滴サイズの相関のデータから，噴射初期および噴射中期の各計測点における相関係数 ρ を液滴間距離 L_i と液滴サイズ d_p ，液滴データ数を用いて以下の式から算出した．

$$\rho(d_p, L_i) = \frac{\sum [(d_p - \bar{d}_p) \cdot (L_i - \bar{L}_i)]}{\sqrt{\frac{\sum (d_p - \bar{d}_p)^2}{\sum}} \cdot \sqrt{\frac{\sum (L_i - \bar{L}_i)^2}{\sum}}} \quad (3.6)$$

また図 3.4 および 3.5 に示さなかった計測点においても相関係数を算出し，噴霧半径方向の空間分布として図 3.6 に示す．相関係数は噴射初期および噴射中期のいずれにおいても噴霧断面全体で正の値をとった．すなわち液滴が分裂後に大きく移動することなく，液滴サイズに応じて分散することが示された．

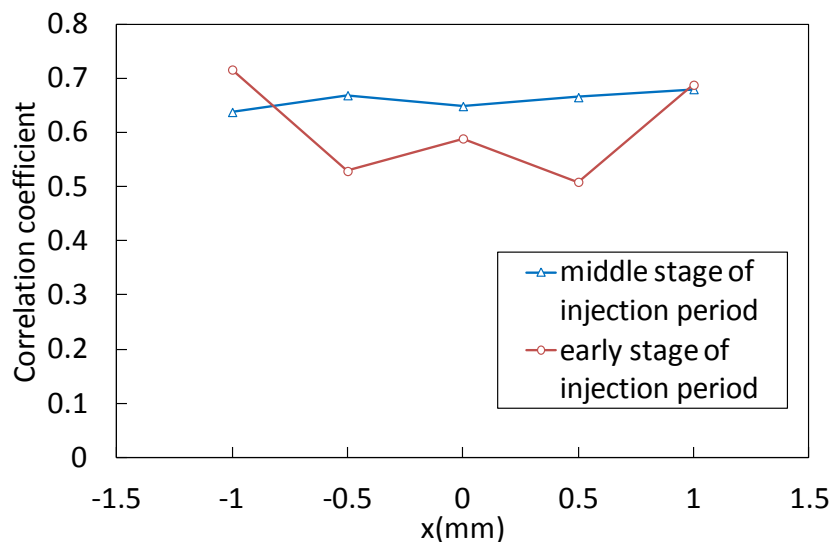


Fig.3.6 Spatial distribution of correlation coefficient of size and distance between droplets



(a) Low injection pressure



(b) High injection pressure

Fig.3.7 Size and distance between droplets⁽⁴¹⁾

図 3.7(a)および(b)は Lefebvre ら⁽⁴¹⁾によって撮影された微細な穴から噴射された燃料の微粒化の様子を示す。図 3.7(a)の低い噴射圧の場合には大きな液滴の一つ一つが見分けられる広い間隔で存在している。それに対し、図 3.7(b)の高い噴射圧の場合には微粒化が進み、噴霧外縁の一部を除いて液滴が一つ一つの見分けがつかない程度の狭い間隔で存在している。また、噴霧外縁の一部では比較的大きな液滴が広い間隔で存在している。すなわち液滴の微粒化過程において、液滴サイズと液滴間距離の間に正の相関があるものと理解される。このことは L2F によって得られた高速ディーゼル噴霧における相関の例証である。すなわち液滴の微粒化過程において液滴はそのサイズに応じて分散しているといえる。このことは分裂後の液滴が大きく移動する場合には成り立たないため、分裂後の小さな液滴が分裂前の大きな液滴と混合せず、分裂前の液滴の位置にとどま

るものと考えられる．分裂後の液滴がその周囲の液滴と混合しない程度にランダムに分散するという噴霧分散モデルにおいて提案された仮定が成り立つものと判断される．

3.4 第3章のまとめ

噴孔近傍の噴霧内の液滴の分散を噴霧の軸方向および半径方向に分けて考慮し，液滴数密度を評価する新たなモデルを提案した．また，液滴のサイズと液滴間距離の関係について調査した結果，噴霧中心部において液滴サイズとその間の距離に正の相関があることから，大きな液滴はその間隔が広く，小さな液滴はその間隔が狭い状態で噴霧内に存在する．すなわち，分裂後の小さな液滴はその周囲の大きな液滴と混合せず，分裂前の液滴の位置から大きく移動しないことが明らかとなった．

第4章 非定常噴霧の構造

ディーゼル機関において1つのサイクルは吸気, 圧縮, 燃焼, 排気からなる. 燃料が噴射されるのは圧縮の終了付近であり, この時期に燃料は間欠的に多数回噴射される. このため噴霧の挙動はそもそも非定常である. また各噴射はインジェクタの電磁弁が開くこと, すなわちインジェクタ内の針弁リフトが増加することによって行われる. 針弁リフトに応じて燃料流路面積が変化することから, 噴霧内には針弁リフトとともに変化する噴射率に基づく非定常性が存在する. 本章では, 針弁リフトおよび噴射率と噴霧内部の時間変化について述べる. また前章において提案した液滴分散モデルで評価される数密度との比較を行うための液滴速度, サイズ, および数密度の計測結果についても述べる.

4.1 噴射条件の時間的变化

噴霧特性の時間変化は針弁リフトの時間変化によって生じる. 図 4.1 に針弁リフトの時間変化を示す. 縦軸は針弁リフト, 横軸は噴射信号印加からの経過時間 T である. 噴射圧 40MPa の場合, $T=0.3\text{ms}$ から針弁が動き始め, $T=1.0\text{ms}$ 付近で最大値をとった後 $T=1.4\text{ms}$ にかけて減少した. 噴射圧が比較的低く, 噴射期間が比較的短い場合には, 針弁が全開とならないことを示す. それに対し, 噴射圧 65MPa および 135MPa の場合, $T=0.3\text{ms}$ から針弁が動き始め, それぞれ $T=1.1\text{ms}$ および $T=0.8\text{ms}$ 付近で最大値をとった. また, 噴射圧が高い方が針弁リフトの立ち上がりの傾きが大きい. 針弁リフトの傾き, すなわち針弁の上昇速度を噴射初期において算出した. 噴射圧 40MPa の場合には 0.25m/s , 噴射圧 65MPa の場合には 0.44m/s , 噴射圧 135MPa の場合には 0.70m/s であり, 噴射圧

による針弁リフトの変化が明確に現れた。同様に噴射終期の針弁が立ち下がる際の速度を算出すると、噴射圧 40MPa の場合には 0.45m/s、噴射圧 65MPa の場合には 0.50m/s、噴射圧 135MPa の場合には 0.58m/s であった。噴射終期の噴射圧による針弁の移動速度の変化は、噴射初期に比べて小さかった。

針弁リフトの変化によりインジェクタ内の通路面積が変化し、単位時間当たりに噴孔から噴射される燃料の質量すなわち噴射率が変化する。図 4.2 に噴射率の時間変化を示す。縦軸は単位時間当たりの噴射量、横軸は噴射信号印加からの経過時間 T を示す。いずれの噴射圧においても噴射率は針弁が動き出す $T=0.3\text{ms}$ 付近から増加し始めた。その後噴射圧 40MPa の場合に $T=0.7\text{ms}$ 、噴射圧 65MPa の場合に $T=0.8\text{ms}$ 、噴射圧 135MPa の場合に $T=0.7\text{ms}$ でほぼ一定となった。いずれの噴射圧においても針弁リフトが最大となる前に一定値となった。

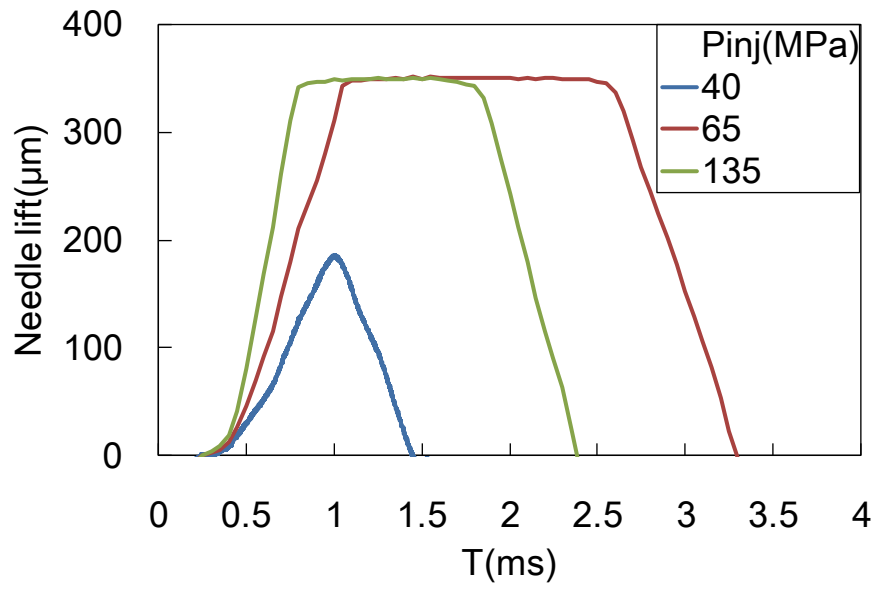


Fig. 4.1 Time variation of needle lift

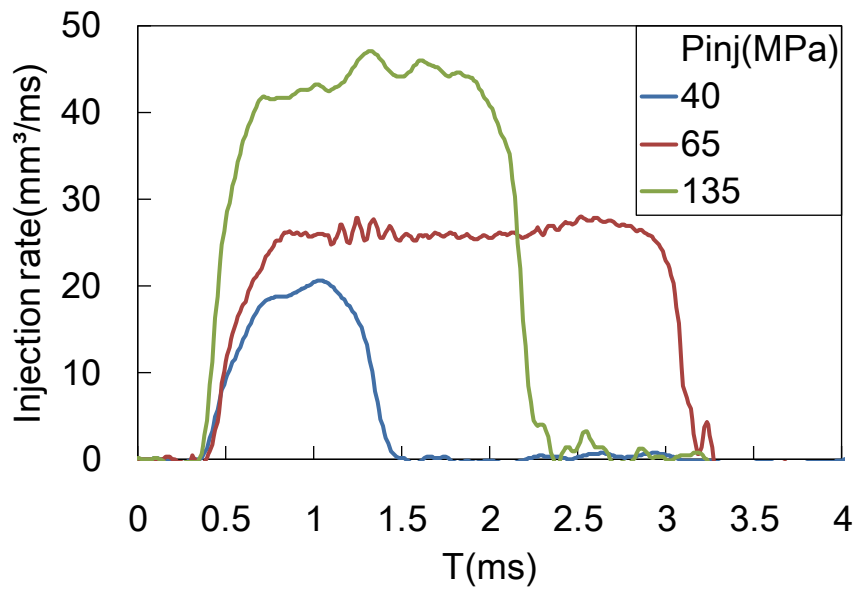


Fig. 4.2 Time variation of injection rate

4.2 噴霧画像による噴霧構造の観察

噴射条件が噴霧の発達に及ぼす影響を確認するため、噴霧の画像を撮影した。図4.3に噴霧画像の時間変化を示す。計測点である $z=10\text{mm}$ の断面を実線で示す。 $T=0.7\text{ms}$ の $z=10\text{mm}$ に濃い領域が、また $T=0.7\text{ms}$ の $z=15\text{mm}$ に比較的薄い領域が存在した。いずれの時刻においてもこのような画像の濃淡が例示した位置に限らず噴霧内に分布しており、不均一構造が噴霧内に存在することがわかる。噴射中期の $T=1.8\text{ms}$ では噴霧幅は噴射初期と比較して狭くなった。噴射が終了した $T=3.3\text{ms}$ では、計測位置の噴霧が他の時刻のものと比較して薄い。他の噴射圧においても噴霧内に図4.3と同様の不均一構造が存在することを確認している。

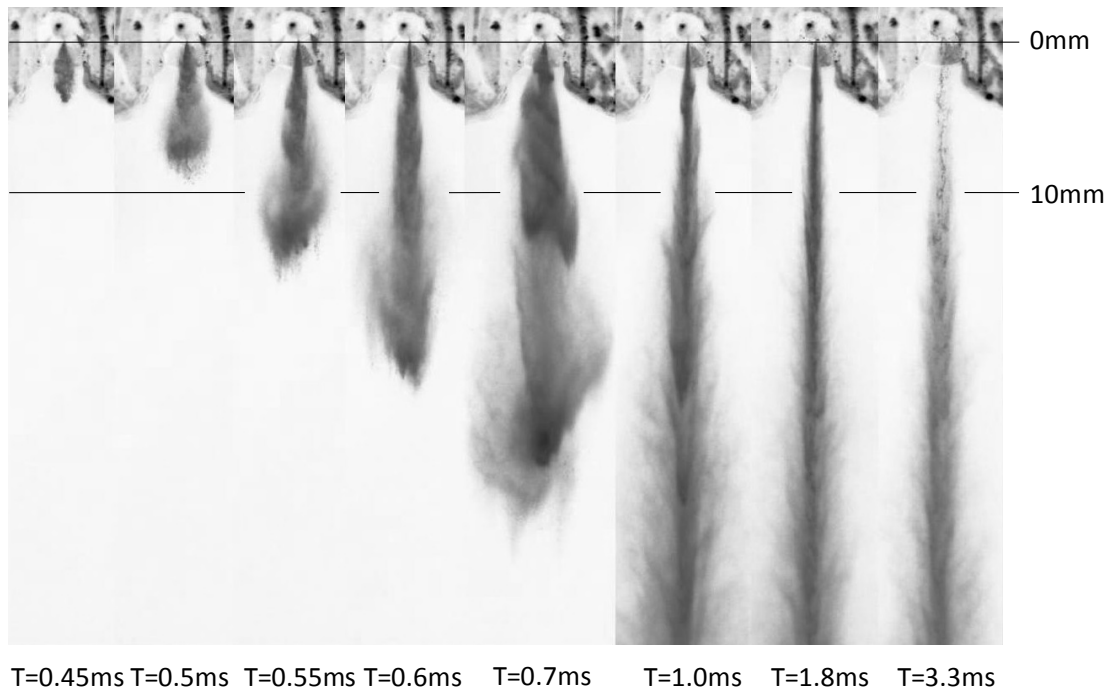


Fig. 4.3 Spray images ($P_{inj}=65\text{MPa}$)

噴霧の不均一性を確認するため $z=10\text{mm}$ において輝度を算出した。画像中の濃い箇所は輝度が高く、淡い箇所は輝度が低い。図 4.4 に噴射圧 65MPa の場合の輝度分布を示す。縦軸は輝度を、横軸は半径方向の計測位置 x を示す。時間的に噴霧の輝度分布が変化しており、非定常性があることがわかる。また、噴霧の中心付近で輝度が高く外縁に向かって小さくなる傾向があり、噴霧内の輝度は一定ではない。すなわち噴霧内に不均一な構造があることがわかる。他の噴射圧においてもこのような不均一な分布の時間的変化が確認された。

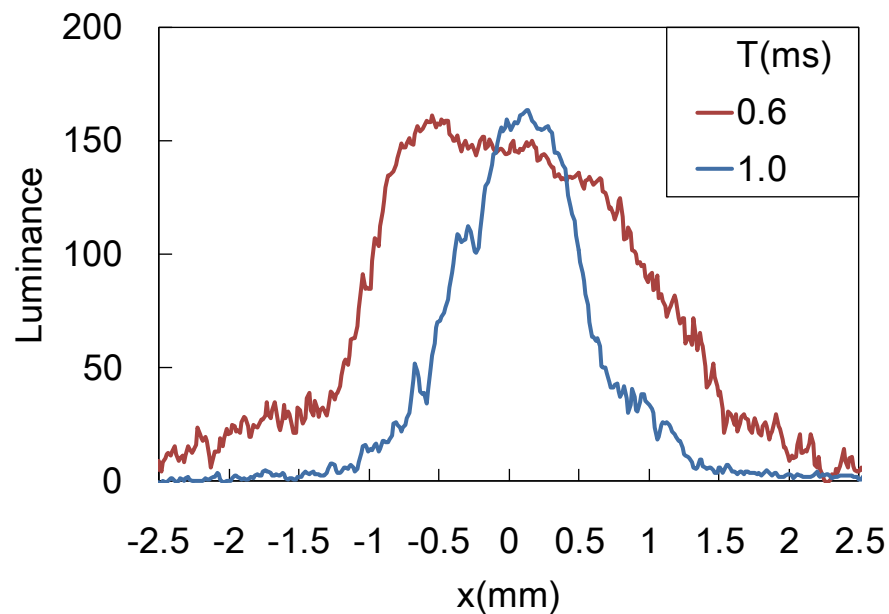


Fig. 4.4 Luminance distribution (Pinj=65MPa)

得られた輝度分布をもとに計測断面での噴霧の広がりを定量的に評価するため、得られた輝度のピーク値の10%を噴霧の外縁として噴霧幅を算出した。同様に他の噴射圧においても撮影された画像から噴霧幅を算出し、時間変化として図4.5に示す。噴射の初期においていずれの噴射圧においても噴霧幅が広く、 $T=1.0\text{ms}$ にかけて減少した。 $T=1.0\text{ms}$ 以後の噴霧幅は噴射終了時を除き、いずれの噴射圧においても大きく変化しなかった。

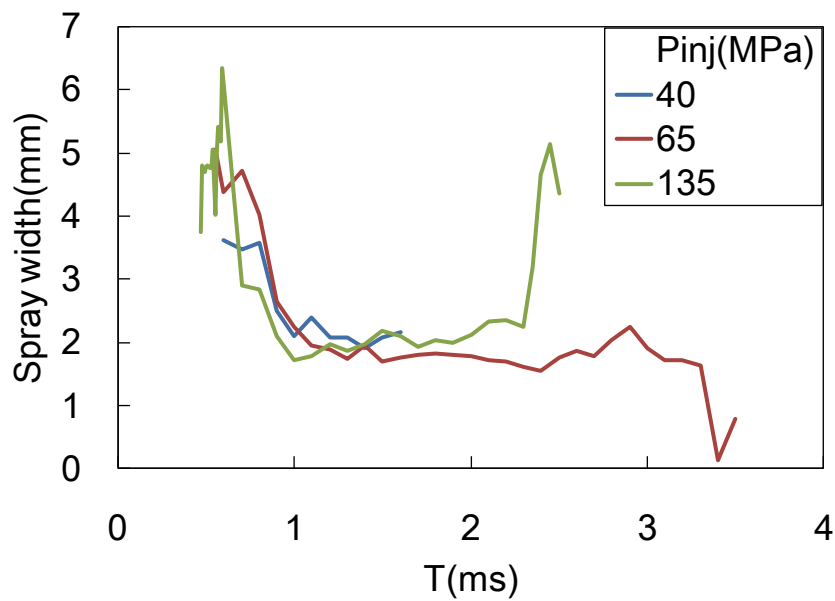
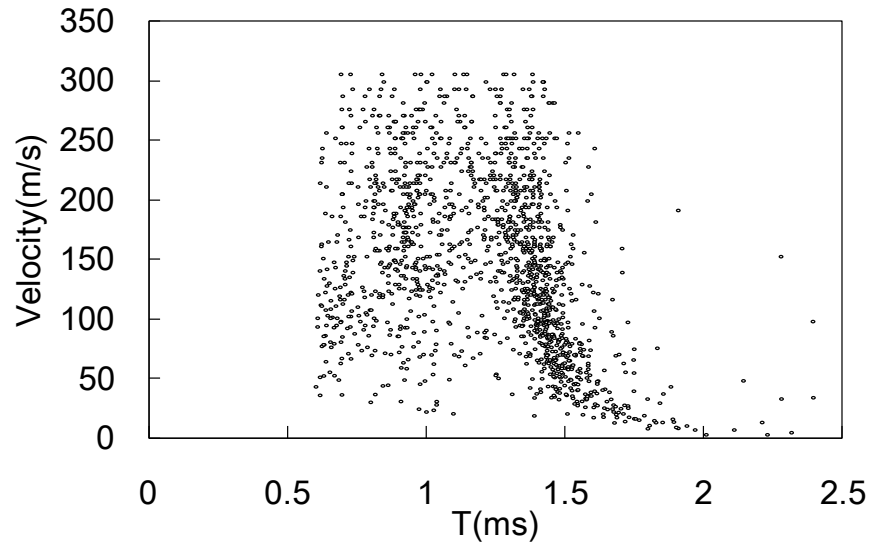


Fig. 4.5 Time variation of spray width

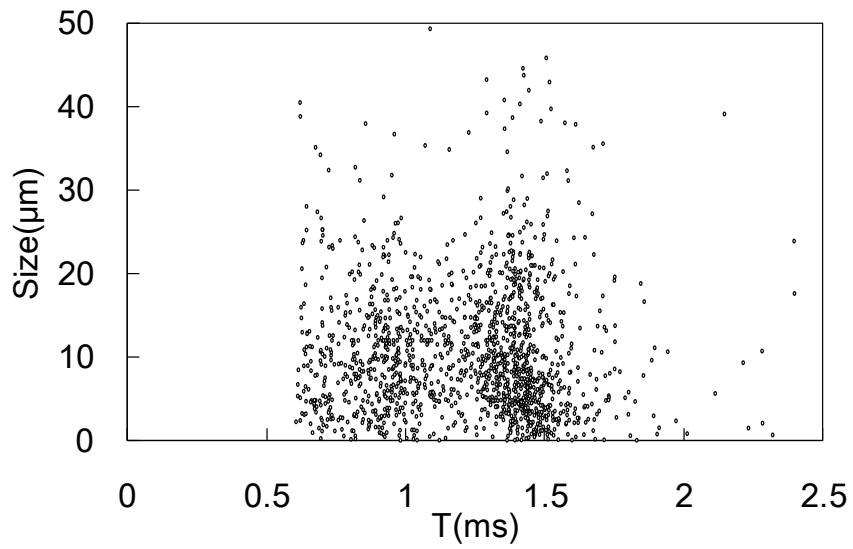
4.3 噴霧特性の時間変化に及ぼす噴射条件の影響

噴霧特性の時間変化に及ぼす噴射条件の影響を調査するため、L2F を用いて計測を行った。図 4.6(a)は、表 2.2 に示した条件のうち、条件 1 の噴射圧 40MPa、噴射期間 0.8ms において噴霧中心の計測点で得られた液滴速度データのうち 1000 点のデータの時間変化を示す。T=0.6ms 付近から液滴が出現し、同一時刻において 50m/s から 300m/s の広い範囲に分布している。このような速度データの分布は、Pribicevic らの PDA を用いた噴孔下流 40mm でのディーゼル噴霧液滴の計測結果⁽³⁵⁾、Hung らの単噴孔インジェクタから噴射されたディーゼル噴霧液滴の計測結果⁽⁴²⁾にも現れている。

図 4.6(b)は図 4.6(a)と同一の条件における液滴サイズの時間変化を示す。噴射期間全体でほぼ 20 μ m 以下に分布していることがわかる。他の噴射圧における液滴の速度およびサイズの時間変化は、最大値は噴射圧によって異なるものの、噴射圧 40MPa の場合と同様に比較的低い値から高い値に広がった分布であった。



(a) Velocity

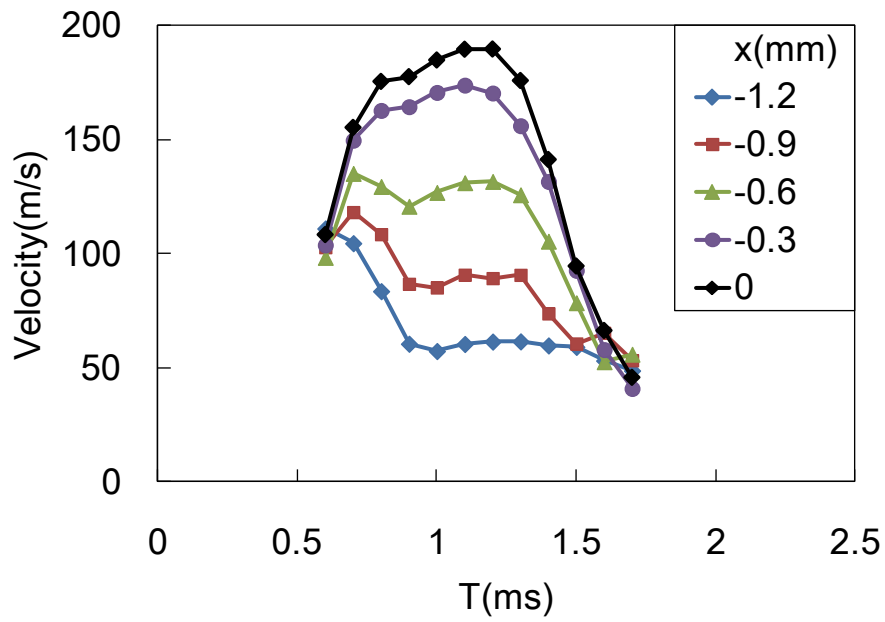


(b) Size

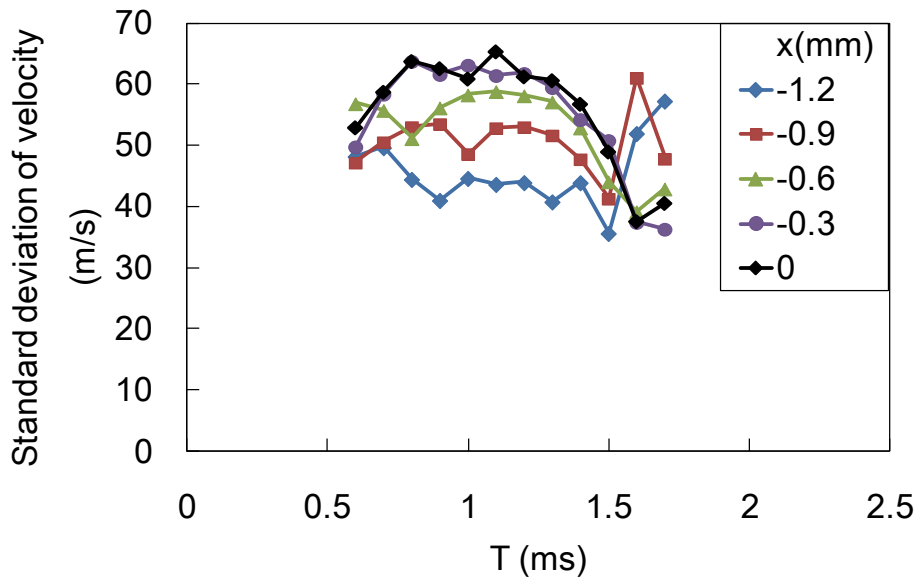
Fig. 4.6 Time dependent plot of velocity and size of droplets; $P_{inj}=40\text{MPa}$

図 4.6 のプロットは個々の液滴の速度あるいはサイズを示すものの、ばらつきが大きく、また時間分割が細密であるため、速度あるいはサイズの時間的变化を把握するには適していない。そこで 0.1ms ごとの液滴速度の算術平均値を算出した。図 4.7(a)に x が -1.2mm から 0mm までの範囲の 5 点で得られた 0.1ms の時間窓ごとの算術平均液滴速度を示す。図に記載していない $x=0.3\text{mm}$ から 1.2mm までの測定結果はそれぞれ噴霧の軸対称点の測定結果と同様であることが確認されている。噴霧中心の $x=0\text{mm}$ における液滴の速度は $T=0.6\text{ms}$ から $T=1.2\text{ms}$ まで増加し、その後減少した。この時間変化は、噴射期間の前半で増加し続けてピークをとった後に減少するという図 4.1 に示す針弁リフトの時間変化に見られた傾向と同じである。 $x=-0.3\text{mm}$ の計測点では速度の最大値は小さいものの $x=0\text{mm}$ と同様に針弁リフトの時間変化に見られた傾向を示した。噴射期間のほぼ全域にわたって噴霧中心から噴霧外周部に向かって速度が低下した。

図 4.7(b)は 0.1ms の時間窓ごとの液滴速度の標準偏差を示す。噴霧中心の $x=0\text{mm}$ 付近では、液滴速度の標準偏差は $T=0.6$ から 1.1ms にかけて緩やかに増加した。He ら⁽⁴³⁾ は拡大ノズルと噴孔内部の数値解析をもとに、針弁リフトの増加に伴って噴孔内の乱流運動エネルギーが増加することを述べている。同様の理由により液滴速度の標準偏差が増加したものと考えられる。液滴速度の標準偏差は、その後 1.5ms にかけて緩やかに減少した。噴射期間の中央付近では、噴霧中心から外縁に向かって標準偏差は低下した。すなわち液滴速度とその標準偏差の変化傾向は同様であった。



(a) Mean velocity

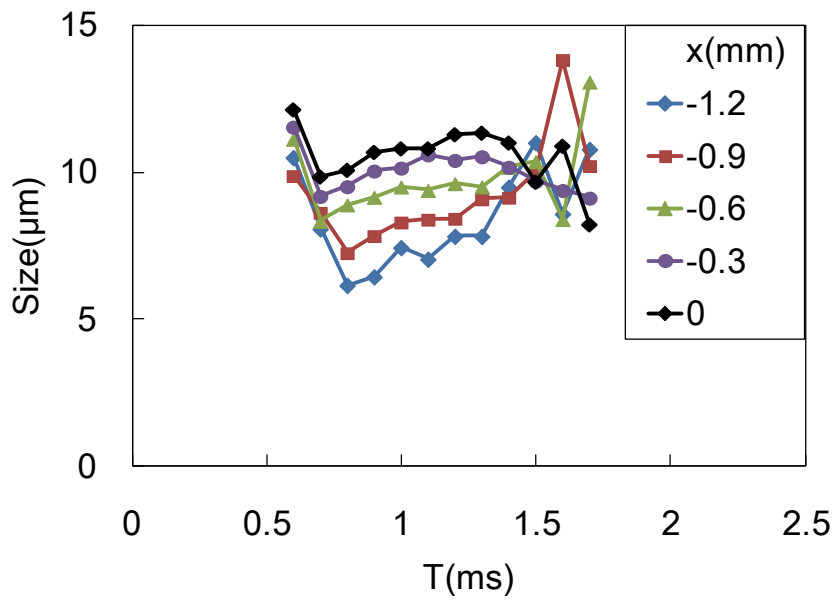


(b) Standard deviation of velocity

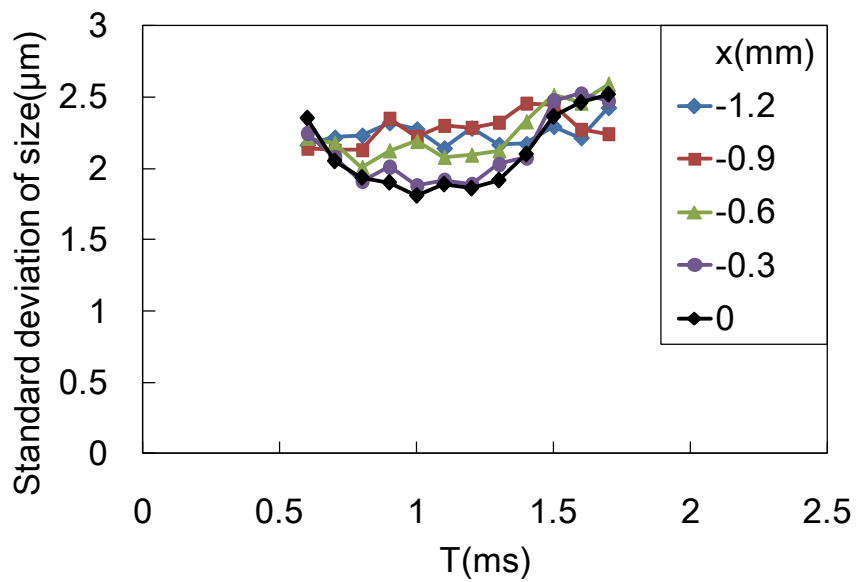
Fig. 4.7 Time variation of mean and standard deviation of velocity; $P_{inj}=40\text{MPa}$

図 4.8(a)に 0.1ms の時間窓ごとの算術平均液滴サイズを示す。噴霧中心の $x=0\text{mm}$ における液滴サイズは $T=0.6\text{ms}$ から $T=0.7\text{ms}$ にかけて減少した。金ら⁽⁴⁴⁾ は、透明な拡大サックノズルを用いたノズル内部流動の可視化により、針弁リフトが小さい場合に噴孔内で崩壊するキャビテーションにより噴孔内の液流に乱れが与えられることを報告している。同様の乱れにより液滴の微粒化が促進され $T=0.7\text{ms}$ においてサイズが小さいものと考えられる。他の計測点においても噴霧中心の $x=0\text{mm}$ と同様に噴射初期に液滴サイズが減少した。最も外の計測点である $x=-1.2\text{mm}$ およびその内側の $x=-0.9\text{mm}$ では噴射初期の液滴サイズの減少は $T=0.6\text{ms}$ から 0.8ms まで続いており、減少の期間は $x=0\text{mm}$ の場合よりも長い。このことは噴霧軸から離れた位置では液滴の速度が遅いため、噴射初期に生じた小サイズの液滴が計測点に到達するまでに時間を要したものと考えられる。噴射期間の大半を占める $T=0.8\text{ms}$ から 1.3ms の期間では液滴サイズは、計測点が噴霧中心から離れるにつれて小さくなった。

図 4.8(a)に示した液滴サイズの時間変化において、0.1ms の時間窓ごとの液滴サイズのばらつきを標準偏差を用いて評価し、図 4.8(b)に示す。縦軸は液滴サイズの標準偏差、横軸は噴射信号印加からの経過時間 T である。噴霧中心の $x=0\text{mm}$ において液滴サイズの標準偏差は時間とともに低下し、 $T=1.0\text{ms}$ 付近で最小値をとった。その後噴射が終了する $T=1.5\text{ms}$ にかけて増加した。 $x=-0.3\text{mm}$ における計測結果は $x=0\text{mm}$ の噴霧中心において得られた結果とほぼ同一であった。最も外縁の計測点である $x=-1.2$ および -0.9mm では、 $T=0.6\text{ms}$ において液滴サイズの標準偏差は噴霧中心の場合と一致したものの、その後噴射終了までほぼ変化しなかった。



(a) Mean size

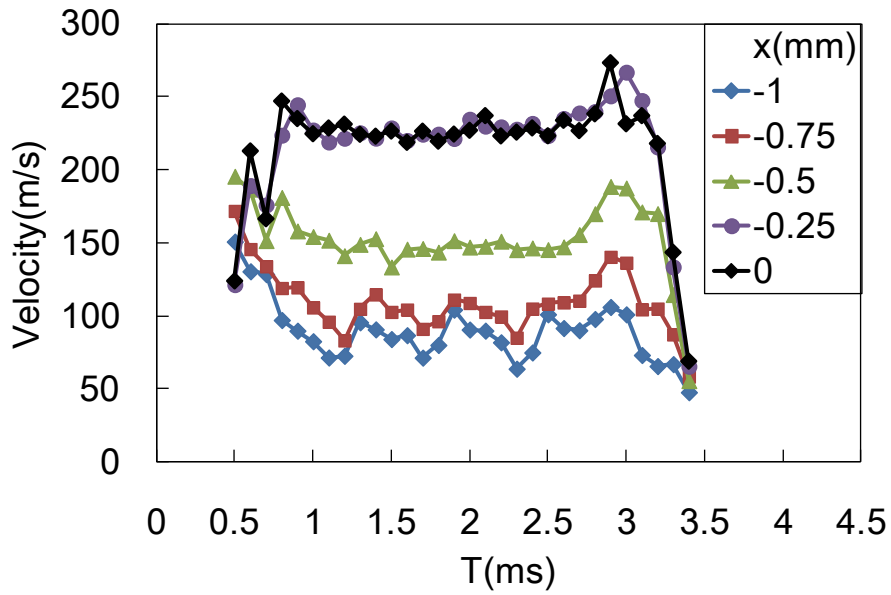


(b) Standard deviation of size

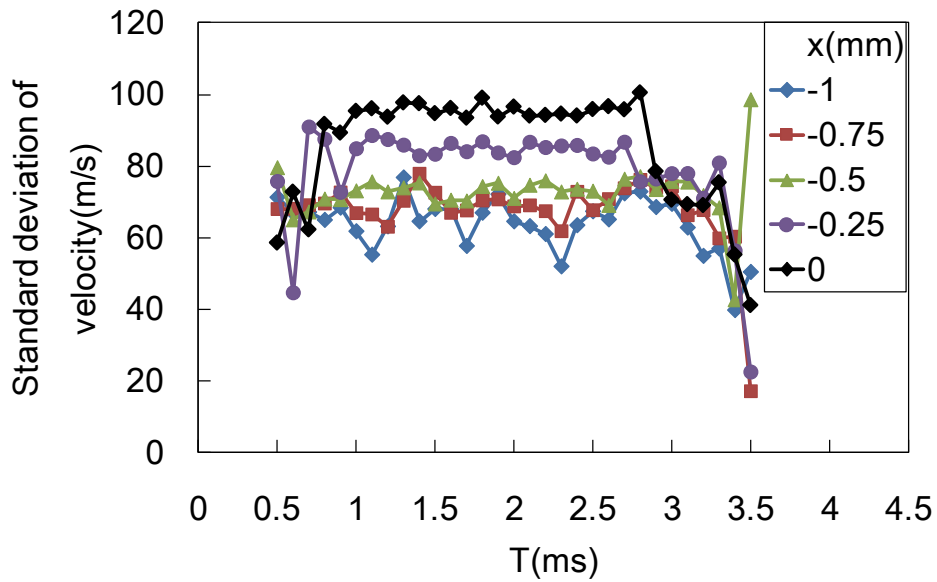
Fig. 4.8 Time variation of mean and standard deviation of size; $P_{inj}=40\text{MPa}$

次に表 2.2 の実験条件のうち、噴射圧 65MPa、噴射期間 2.25ms の条件 3、すなわち最も長い噴射期間の場合に得られた結果について考察する。図 4.9(a)は x が -1.0mm から 0mm までの範囲の 5 点で得られた 0.1ms の時間窓ごとの算術平均液滴速度を示す。噴霧中心の $x=0$ mm における液滴の速度は $T=0.5$ ms から $T=0.8$ ms まで増加し一定値をとった。噴射期間が長いため一定値の時間も長く、 $T=3.0$ ms から減少しはじめた。この時間変化は図 4.2 に示した噴射率の時間変化と同じ傾向である。 $x=-0.25$ mm の計測点における液滴の速度は噴霧中心の $x=0$ mm における液滴の速度とほぼ一致し、噴霧中心の場合と同様に噴射率の時間変化と同じ傾向を示した。噴射圧 40MPa の場合と同様に、噴射期間のほぼ全域にわたって噴霧中心部から噴霧外周部に向かって速度が低下した。

図 4.9(b)は 0.1ms の時間窓ごとの液滴速度の標準偏差を示す。噴霧中心の $x=0$ mm 付近では、液滴速度の標準偏差は $T=0.5$ から 0.8ms にかけて緩やかに増加した。噴射圧 40MPa の場合と同様に針弁リフトの増加に伴って噴孔内の乱流エネルギーが増加したことにより速度の標準偏差が増加したものと考えられる。噴霧中心の液滴速度の標準偏差は、噴射期間が長いため $T=2.8$ ms まで一定値をとり、緩やかに減少した。この時刻は図 4.2 に示した針弁リフトの時間変化において、針弁が下がり始める時刻 $T=2.6$ ms と近い。噴射期間の中央付近では、噴霧中心から外縁に向かって標準偏差は低下した。すなわち液滴速度とその標準偏差の変化傾向は同様であった。



(a)velocity



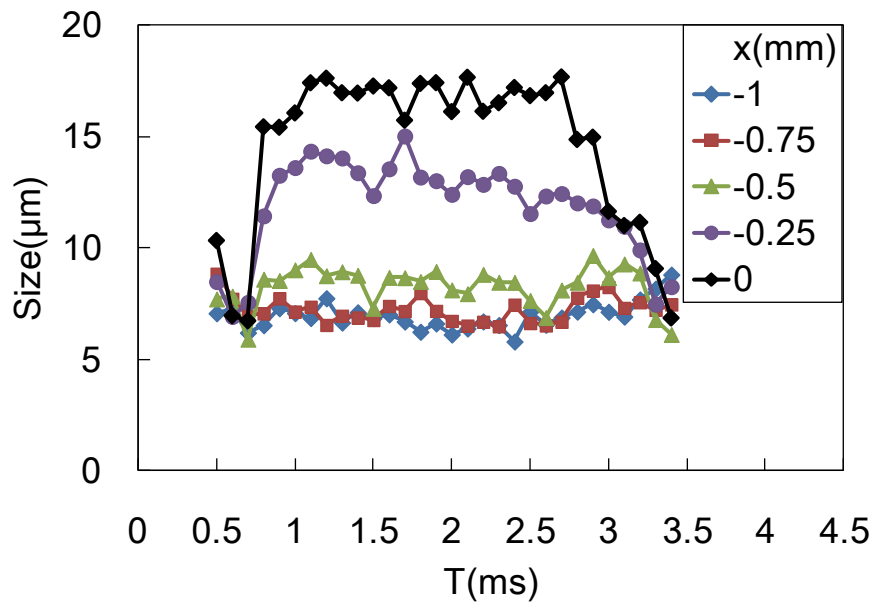
(b)Standard deviation of velocity

Fig. 4.9 Time variations of mean and standard deviation of velocity; $P_{inj}=65\text{MPa}$

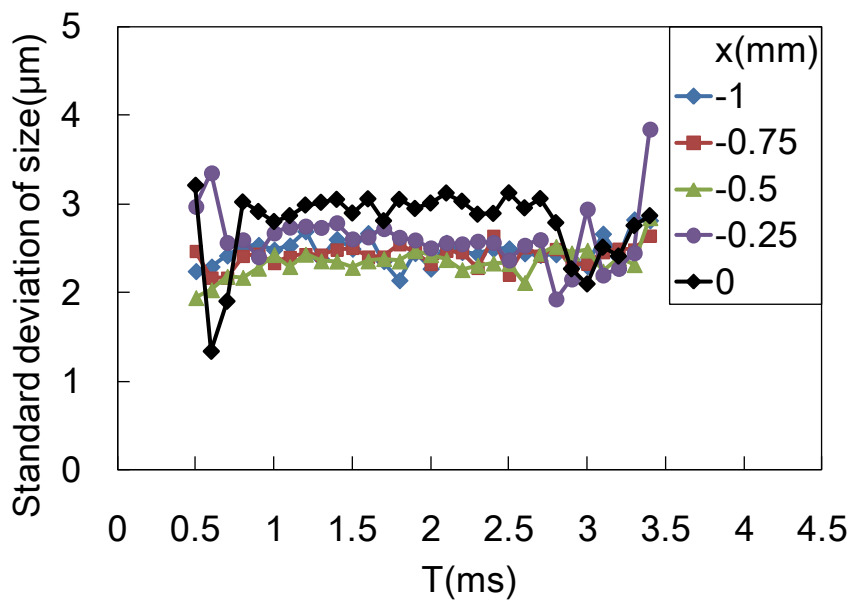
図 4.10(a)に 0.1ms の時間窓ごとの算術平均液滴サイズを示す。噴霧中心の $x=0\text{mm}$ における液滴サイズは $T=0.5\text{ms}$ から $T=0.7\text{ms}$ にかけて減少した。噴射圧 40MPa の場合と同様の乱れにより液滴の微粒化が促進され $T=0.7\text{ms}$ においてサイズが小さいものと考えられる。他の計測点においても噴霧中心の $x=0\text{mm}$ と同様に噴射初期に液滴サイズが減少した。その後、噴霧中心の $x=0\text{mm}$ において噴射圧 40MPa の場合には液滴サイズがわずかに増加するにとどまったが、噴射圧 65MPa の条件においては明確に増加した。この液滴サイズの増加は噴霧外周部では噴射圧 40MPa の場合と同様に顕著でなかった。

図 4.10(a)に示した液滴サイズの時間変化において、各時間窓における液滴サイズのばらつきを評価するため、液滴サイズの標準偏差を算出し、図 4.10(b)に示す。縦軸は液滴サイズの標準偏差、横軸は噴射信号印加からの経過時間 T である。噴霧中心の $x=0\text{mm}$ において液滴サイズの標準偏差は $T=0.6\text{ms}$ において一旦低い値をとった後に増加し、針弁リフトが立ち下がり始める $T=2.8\text{ms}$ 付近まで一定値をとった。その後噴射が終了する $T=3.0\text{ms}$ にかけて減少し、その後増加した。 $x=-0.25\text{mm}$ では $T=0.5\text{ms}$ から 0.6ms にかけて増加した後、 $T=0.7\text{ms}$ にかけて減少し、その後噴射終了まで一定の値をとった。より外側の計測点である $x=-0.5\text{mm}$ では $T=1.0\text{ms}$ にかけて増加し、その後一定値をとった。 $x=-0.75$ および -1.0mm の計測点でも噴射期間の大部分で $x=-0.5\text{mm}$ と同程度の値をとった。噴射圧 40MPa の場合には噴霧中心の $x=0\text{mm}$ において噴射期間の中央にかけて減少したが、噴射圧 65MPa の場合にその傾向は見られなかった。噴射圧 40MPa の場合より噴射圧 65MPa の場合の標準偏差が大きく、このことは噴射圧 65MPa の平均液滴サイズが大きいことによると判断される。

噴射圧 135MPa の場合には噴射圧 65MPa の場合と同様に噴射中期において針弁リフトが一定値をとる期間が存在する。噴射圧の差があるため速度やサイズ



(a) Mean size



(b) Standard deviation of size

Fig. 4.10 Time variation of mean size; $P_{inj}=65\text{MPa}$

の最大値は異なるものの、噴射圧 135MPa の場合の速度、サイズおよびそれらの標準偏差の時間変化は噴射圧 65MPa の場合と同様の傾向を示した。

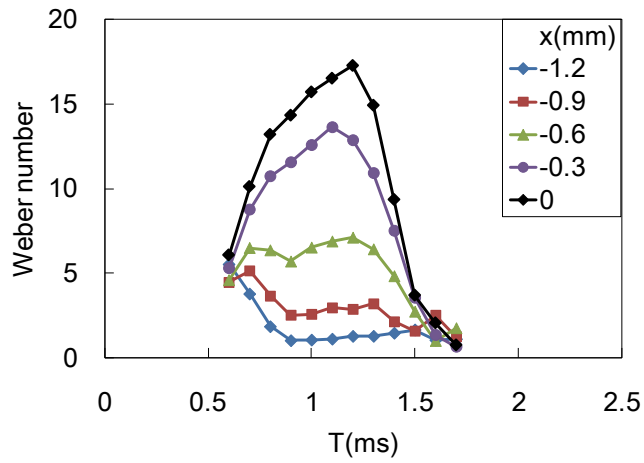
表面張力に対する慣性力の比であるウェーバー数は噴霧液滴の分裂を支配する因子の 1 つと考えられる⁽⁴⁵⁾。各計測点で得られた 0.1ms ごとの速度 u 、サイズ d_p 、空気密度 ρ 、および燃料の表面張力 σ を用いて、以下の式で液滴ウェーバー数を算出した。

$$We = \frac{\rho u^2 d_p}{\sigma} \quad (4.1)$$

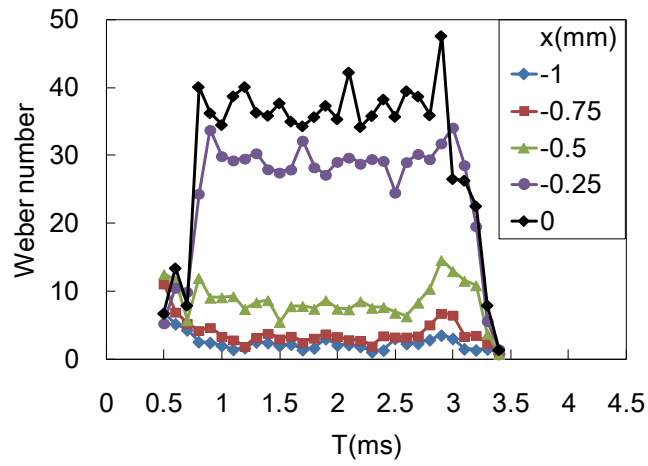
Pilch らの We による分裂形態の分類⁽⁴⁵⁾によれば、 We が 12 以上の場合に分裂が生じている。

図 4.11(a)は噴射圧 40MPa の場合を示す。縦軸は液滴ウェーバー数、横軸 T は噴射信号印加からの経過時間を示す。噴霧中心の $x=0\text{mm}$ の We は $T=1.2\text{ms}$ まで増加した後、減少した。 $x=-0.3\text{mm}$ の計測点では、噴霧中心よりも低い値で同様の傾向を示した。 We が 12 以上となった範囲は噴霧中心部の $x=0\text{mm}$ および -0.3mm の噴射期間の中央のみであった。噴霧外周部の $x=-1.2\text{mm}$ および $x=-0.9\text{mm}$ では $T=0.9\text{ms}$ にかけて減少し、その後ほぼ一定値をとった。

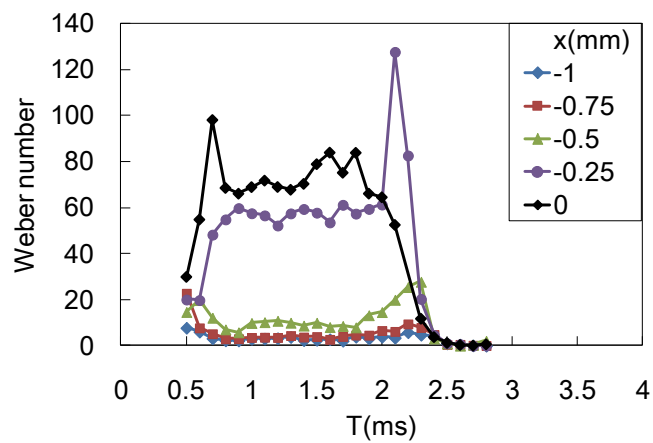
図 4.11(b)は噴射圧 65MPa の場合を示す。 $T=0.5\text{ms}$ から $T=0.7\text{ms}$ にかけて全ての計測点で 12 以下の値をとった。噴霧中心の $x=0\text{mm}$ では $T=0.8\text{ms}$ まで増加した後、針弁が立ち下がり始める $T=2.9\text{ms}$ 付近までほぼ一定の値をとった。 $x=-0.25\text{mm}$ の計測点では、噴霧中心よりも低い値で同様の傾向を示した。 We が 12 以上となった範囲は噴霧中心部の $x=0\text{mm}$ および -0.25mm の噴射期間の中央で



(a) $P_{inj}=40\text{MPa}$



(b) $P_{inj}=65\text{MPa}$



(c) $P_{inj}=135\text{MPa}$

Fig.4.11 Time variation of droplet Weber number

あった。他の計測点では噴射期間中ほぼ一定値をとった。

図 4.11(c)は噴射圧 135MPa の場合を示す。噴霧中心部の $x=0\text{mm}$ および -0.25mm では $T=0.5\text{ms}$ から $T=0.7\text{ms}$ にかけて増加し、噴射期間の中央で一定値をとる傾向が見られた。他の計測点においては、噴射初期に $T=1.0\text{ms}$ にかけて We が減少し、 $T=2.0\text{ms}$ まで一定値をとった後、噴射終了時に一旦増加する傾向が見られた。以上のことから、いずれの条件においても噴霧外周部には分裂が終わった液滴が存在し、噴霧中心部には分裂過程の液滴が存在する可能性があるものと推定される。

噴射率が時間的に変化するものの影響を確認するため、計測された液滴速度と噴射率および針弁リフトとの間で相互相関解析を以下の式を用いて行った。

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (4.2)$$

ここで x は液滴速度、 y は噴射率および針弁リフトのいずれかである。 \bar{x} および \bar{y} はいずれも平均値を示す。図 4.12 は各計測点で得られた相互相関係数を空間分布として示したものである。噴射期間の中央付近において高い相関を示した。すなわち噴霧中心部では噴射率および針弁リフトの時間的な変化が液滴速度の時間的な変化に比較的強く影響することが明らかとなった。噴霧中心から離れた箇所では相関係数は低い値を示した。Moon ら⁽¹⁵⁾は噴霧外周部での渦構造を調査しており、この文献に示される周囲空気の取り込みによって液滴の速度が変化したためと考えられる。

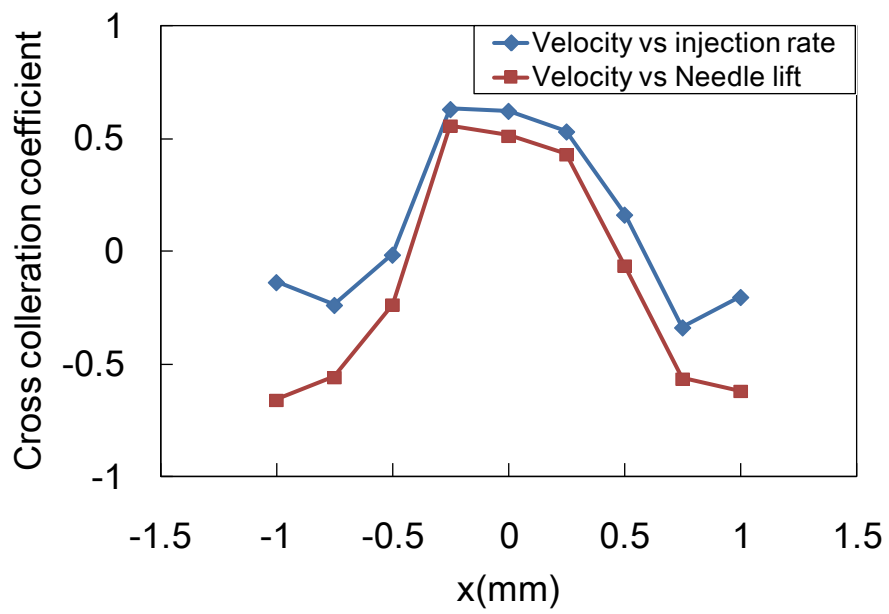


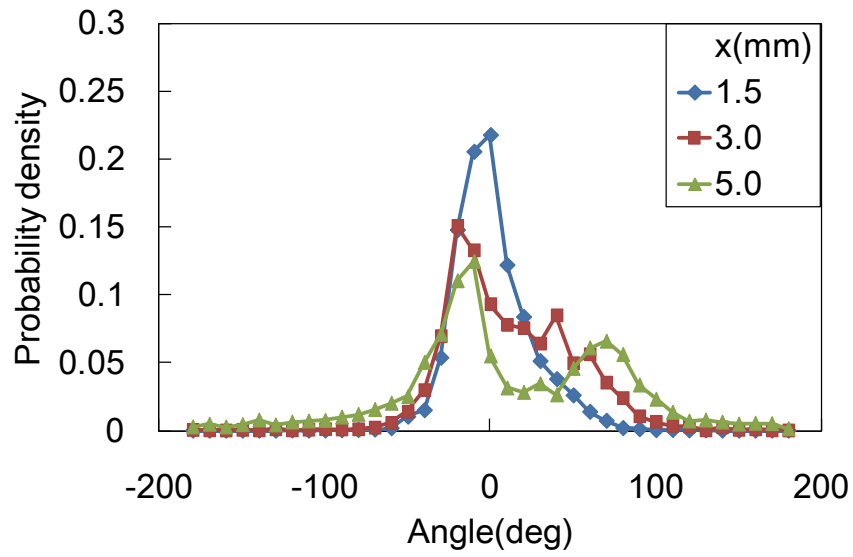
Fig. 4.12 Spatial distribution of cross correlation coefficient; $P_{inj}=65\text{MPa}$

4.4 噴霧外周部における渦構造

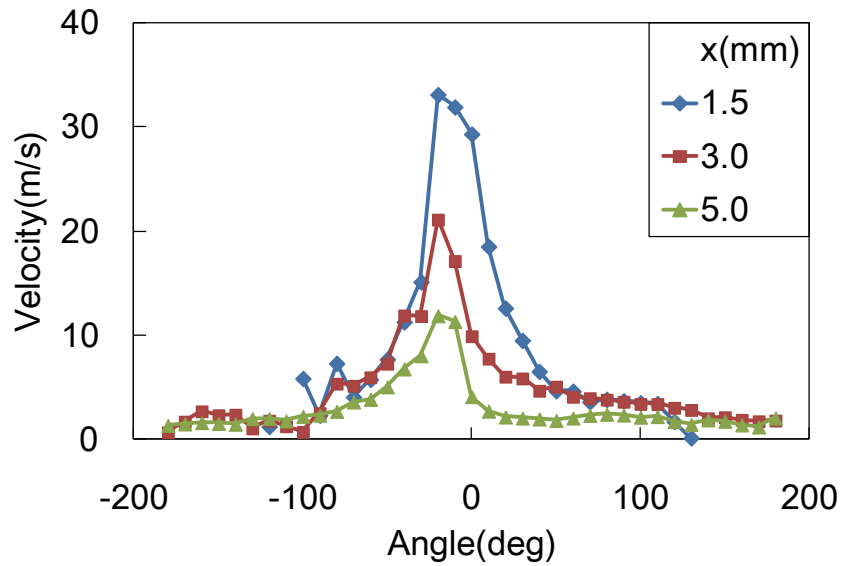
前節において、噴霧外周部における空気の取り込みが噴霧特性に影響することが示唆された。図 4.3 において $T=1.0\text{ms}$ 以降の発達した噴霧内において画像に濃淡の縞模様が存在することがわかる。この縞模様は $z=10\text{mm}$ だけでなく、噴霧全体に現れている。渦構造は噴霧内部からの液滴の移動と噴霧外部からの空気の取り込みの組合せによって生じているものと考えられる。そこで、表 2.2 の実験条件のうち、条件 5 において PDA を用いて噴孔下流 40mm において液滴の飛行角度を評価することで噴霧外周部における渦構造を調査した。

図 4.13(a)は $T=1.0\text{--}4.5\text{ms}$ における飛行角度 10 度ごとの液滴数を $x=1.5, 3.0$ および 5.0mm の各計測点で得られた総液滴数に対する比、すなわち確率密度を示す。 $x=1.5\text{mm}$ では、確率密度のピークは 0 度に存在し、液滴は主として噴霧軸方向に飛行している。また、 -10 度の確率密度も 0 度の場合と近い値を示していることから、噴霧軸から半径外向きの速度成分を持つ液滴も多いことがわかる。次に $x=3.0\text{mm}$ の場合、 -20 度にピークが存在し、ピークの高さが $x=1.5\text{mm}$ のピークの高さに比べて減少していることがわかる。また、角度が 40 度から 100 度の確率密度は、 $x=1.5\text{mm}$ の場合と比較して明らかに高い値である。このことから、 $x=3.0\text{mm}$ においては、噴霧軸方向や外向きの速度成分を有する液滴の割合が減少し、内向きの速度成分を有する液滴の割合が増加していることがわかる。また、内向きの速度成分を有する液滴の確率密度は、 $x=3.0\text{mm}$ では 40 度で、また $x=5.0\text{mm}$ では 70 度で最高となっている。

図 4.13(b)は $T=1.0$ から 4.5ms における $x=1.5, 3.0$ および 5.0mm の各計測点で、角度が 10 度ごとの液滴速度ベクトルの大きさの平均値を示す。いずれの計測点においても -20 度で平均速度が高く、これは噴霧中の高速の液滴が半径方向外向



(a) Probability density



(b) Mean velocity

Fig.4.13 Probability density of number of droplets and mean velocity of droplets vs. flight angle

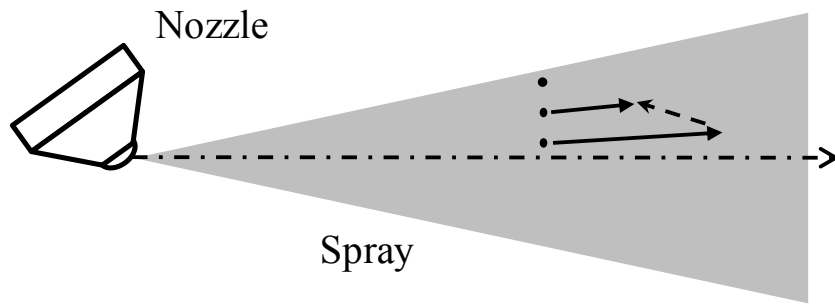
きの速度成分を有することを示している。また、 $x=3.0\text{mm}$ での最高速度は低く、噴霧軸近傍である $x=1.5\text{mm}$ の最高速度に比べて $x=5.0\text{mm}$ ではさらに低くなっている。このことから液滴速度は噴霧の軸近傍から半径外側に向かって低下することがわかる。

図 4.14(a)および(b)はこれまでに得られた結果から、それぞれ噴霧軸近傍および噴霧外周部における液滴の挙動を模擬的に図示したものである。図 4.14(a)において黒点は $x=1.5\text{mm}$ 、 $x=3.0\text{mm}$ および $x=5.0\text{mm}$ の測定点を示す。図 4.13(a)の $x=1.5\text{mm}$ において θ が負の値すなわち液滴が外向きに飛行する場合、飛行角度が -10 度のときに確率密度が高い。この角度に対応する平均速度は図 4.13(b)から 52m/s であり、その速度ベクトルを実線で示した。 $x=3.0\text{mm}$ についても θ が負で確率密度が最大である角度 -20 度に対応する速度 28m/s の速度ベクトルを表示した。 $x=3.0\text{mm}$ の速度が $x=1.5\text{mm}$ の速度より低く、これは周囲空気が静止しているため、噴霧中心の液滴の速度に比べ噴霧の周囲の速度は小さいという半径方向の速度勾配が生じていることを示す。周囲空気は先に噴射された噴霧液滴との運動量の交換によって噴霧軸方向の速度を持ち、噴霧液滴と同様の速度勾配を有するものと考えられる。また、噴霧が徐々に広がっていくことから噴霧中の液滴は半径方向外側へ向かう速度ベクトルを持つことがわかる。 $x=1.5\text{mm}$ に位置していた液滴が半径方向外向きに移動し $x=3.0\text{mm}$ に達するとき、 $x=3.0\text{mm}$ の空気速度が $x=1.5\text{mm}$ のものと比較して小さいため、液滴は周囲空気による抵抗を受けて押し戻され、液滴は主流に対して相対的に破線で示した方向に移動することになる。この液滴の移動が図 4.3 の噴霧画像において噴霧軸に対して斜め方向に噴霧中心から外縁にむかって延びる縞模様に関するものと考えられる。

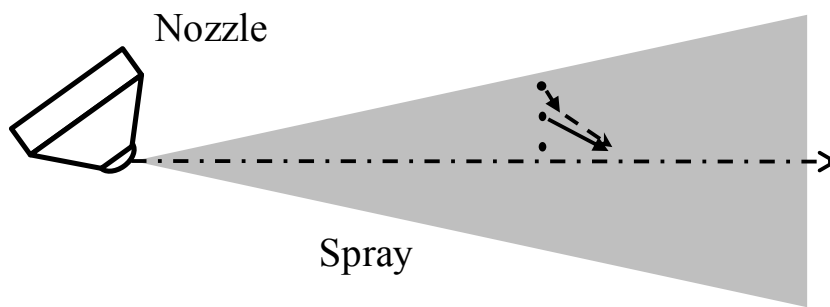
噴霧外周部の $x=5.0\text{mm}$ において θ が正の値すなわち液滴が内向きに飛行する

場合に確率密度の極大が図 4.13(a)から 70 度にあることに着目し, 図 4.14(b)に実線で速度ベクトルを示した. 同様に $x=3.0\text{mm}$ についても確率密度の極大をとった飛行角度における速度ベクトルを示している. これらのベクトル図から, 噴霧の外縁近傍の液滴では噴霧軸に沿う速度成分より半径内向きの速度成分が大きく, 噴霧軸へ近づくと噴霧軸に沿う速度成分が増加するとともに半径内向きの速度成分は減少することがわかる. 以上のことから, 図 4.14(a)の破線と図 4.14(b)の破線の組み合わせが渦構造に関係するものと考えられる.

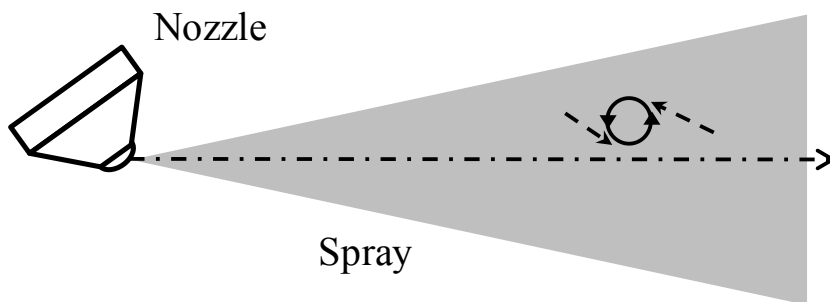
図 4.14(c)にその渦構造を実線で示す. 半径方向外側に向かった液滴は, 周囲空気の取り込みによって噴霧軸付近へ向かう. そのため x が正の値をとる場合, 図 4.14(c)のような反時計回りの渦構造を生ずると考えられる.



(a) Velocity vector near spray axis



(b) Velocity vector on spray periphery region



(c) Vortex structure

Fig.4.14 Vector of velocity and vortex structure

図 4.15 は液滴飛行角度の時間変化であり，時間幅 0.1ms，角度幅 10 度ごとに液滴数を算出し，計測された全液滴数で無次元化して確率密度の等高線として表示した．黒色が濃い領域ほど確率密度が高いことを示し，確率密度が局所的に高い領域が-10 度近傍の噴霧到達時に近い $T=1.4\text{ms}$ から 1.6ms に現れた． 2.5ms 以降では確率密度の局所的に高い領域が-20 度近傍と 70 度近傍に交互に現れており，これらの代表を矢印の先端で示す．これらのうち図 4.15 の(a)と(c)の時間間隔は 0.45ms である．

次に噴霧内の縞模様と，噴霧内部からの液滴の移動と噴霧外部からの空気を取り込みの組合せによって生じている渦構造との関係を明らかにするために，図 4.16 に示された噴霧画像における 3 つの白丸を連ねる直線に沿う輝度分布を示す．輝度分布において計測点である $z=40\text{mm}$ 前後の輝度が高い部分に注目す

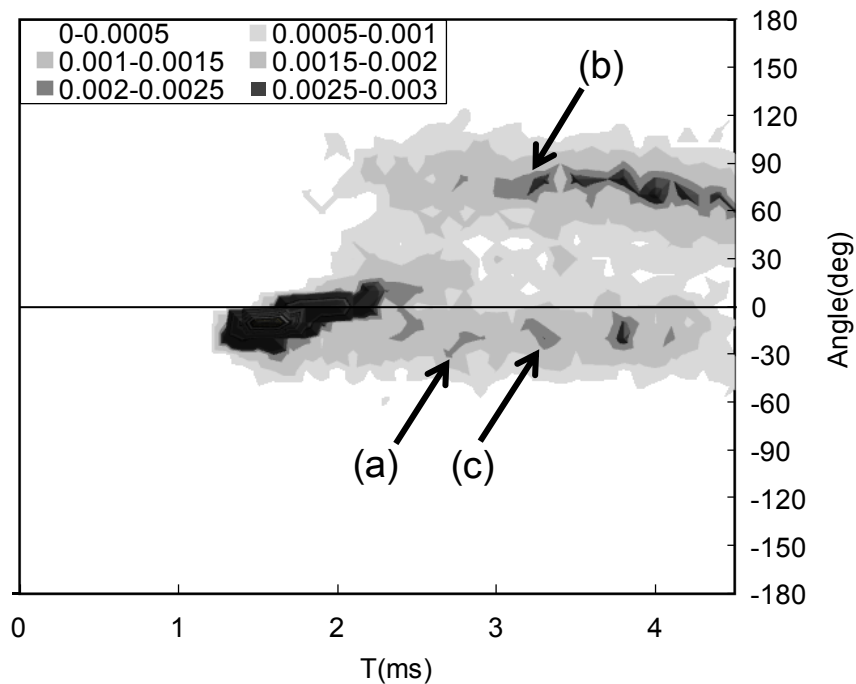


Fig.4.15 Contour map of droplet flight angle; $x=5.0\text{mm}$, $z=40\text{mm}$

ると、これらの間隔の平均から縞模様の間隔は 1.7mm であった。また、図 4.15 から求めた外向きに飛行する液滴が出現する周期 0.45ms と $T = 3\text{ms}$ 前後での液滴平均速度 4.0m/s の積は 1.8mm であった。このことから、図 4.15 の半径方向内向きおよび外向きの液滴の移動の繰り返しの間隔と、図 4.16 の噴霧画像の輝度分布から得られた縞模様の間隔は対応するものと考えられる。すなわち噴霧の外縁において渦構造が存在し、それが画像の縞模様と対応することがわかった。また同様の渦構造に関する結果は噴孔近傍でも得られており⁽⁴⁶⁾、本実験で得られた渦構造に関する考察は噴孔近傍の噴霧外周部でも成り立つものと考えられる。

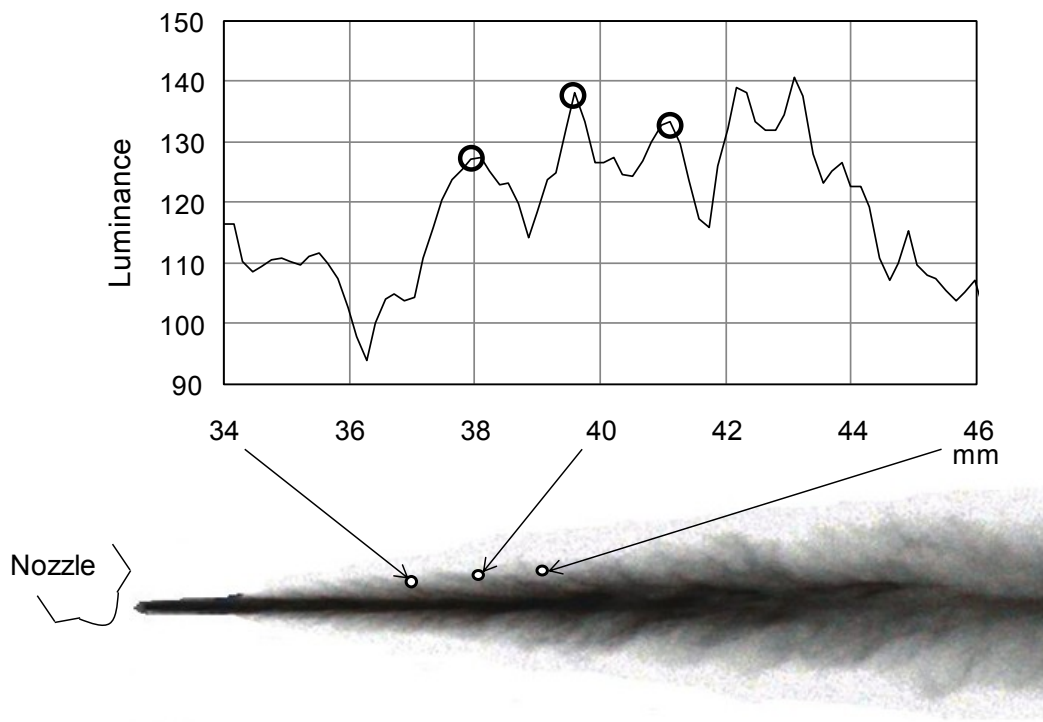


Fig.4.16 Spray image and luminance distribution

4.5 第4章のまとめ

非定常噴霧の構造を理解するため、液滴の速度、サイズおよび数密度の時間変化について調査した。次に、噴射が時間とともに変化するという非定常性が噴霧内の液滴速度の時間変化に及ぼす影響を両時間変化の相互相関係数により評価した。さらにPDAによる噴霧外周部の計測結果を用いて、噴霧外周部での渦構造について考察を行った。その結果、以下の点が明らかとなった。

1. 噴霧画像の濃淡、すなわち噴霧中心部が濃く、噴霧外周部はやや淡いという不均一構造は、針弁リフトおよび噴射率の時間変化の影響が噴霧中心部では液滴速度の時間変化に強く現れ、噴霧外周部では現れないことに対応する。
2. 噴霧外周部において、噴霧の半径方向内向きの速度成分を有する液滴および半径方向外向きの速度成分を有する液滴による渦構造が存在するものと判断される。
3. 噴霧外周部の半径方向内向きの速度成分を有する液滴のサイズは相対的に小さく、噴霧周囲の空気とともに取り込まれた分裂後の液滴が噴霧のより内側に飛行した後、その飛行は噴霧軸下流方向に変化するものと判断される。
4. 上記2、3の渦構造により、針弁リフトおよび噴射率が噴霧外周部の液滴速度に及ぼす影響は小さいものと考えられる。

第 5 章 噴霧の不均一特性

前章において主に各計測点での時間変化の評価を行った。本章では、それらのデータを用い、液滴分散の指標である液滴の数密度について本論文で提案する分散モデルを用いて評価を行った。また、液滴の速度乱れとサイズの相関関係を調査するとともに、液滴の分裂過程について液滴分散モデルを用いて考察した。

5.1 噴霧特性の空間分布に及ぼす噴射条件の影響

図 5.1 に噴射圧 65 および 135MPa における平均液滴速度の空間分布を示す。各噴射圧において、噴射初期のそれぞれ $T=0.6$ および 0.5ms 、および噴射中期の $T=1.8$ および 1.3ms の結果を示す。噴射初期ではいずれの噴射圧においても噴霧中心と外縁で速度差は 100m/s 以下であった。噴射中期では 65MPa の場合、噴霧中心と外縁で 170m/s 、135MPa の場合に最大で 200m/s 程度であった。噴射中期の噴霧中心の噴射圧 135MPa の速度は 65MPa より約 50m/s 高かった。外縁では平均して約 10m/s の差であった。

次に図 5.1 に示した平均速度の算出に用いたデータから標準偏差を評価した。図 5.2 に速度の標準偏差を示す。噴射初期および中期のいずれにおいても、噴射圧が高い方が標準偏差が高いことがわかる。

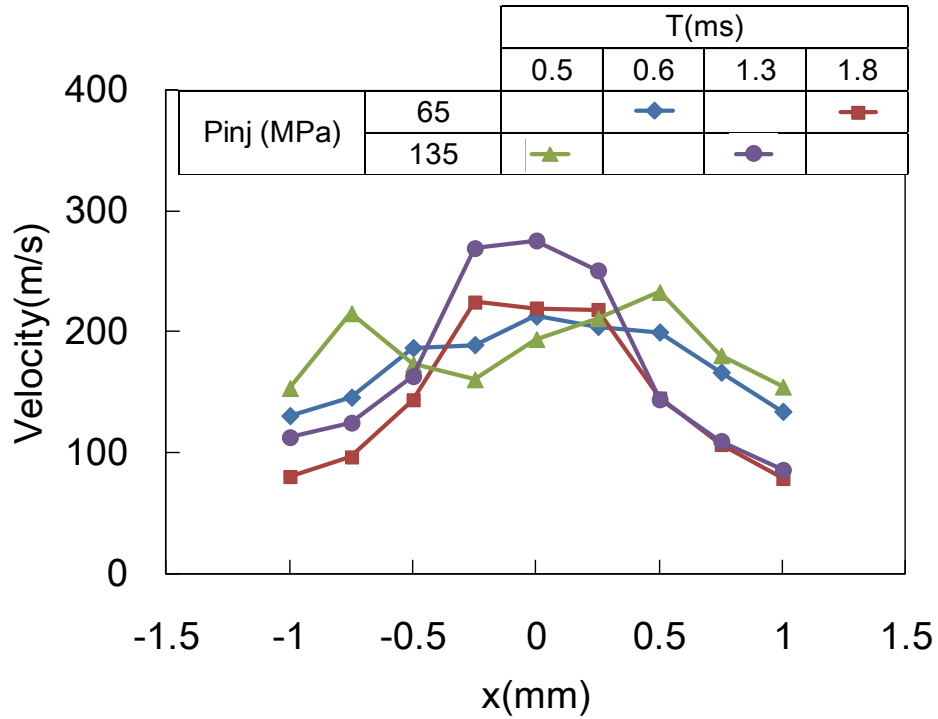


Fig. 5.1 Spatial distribution of mean velocity

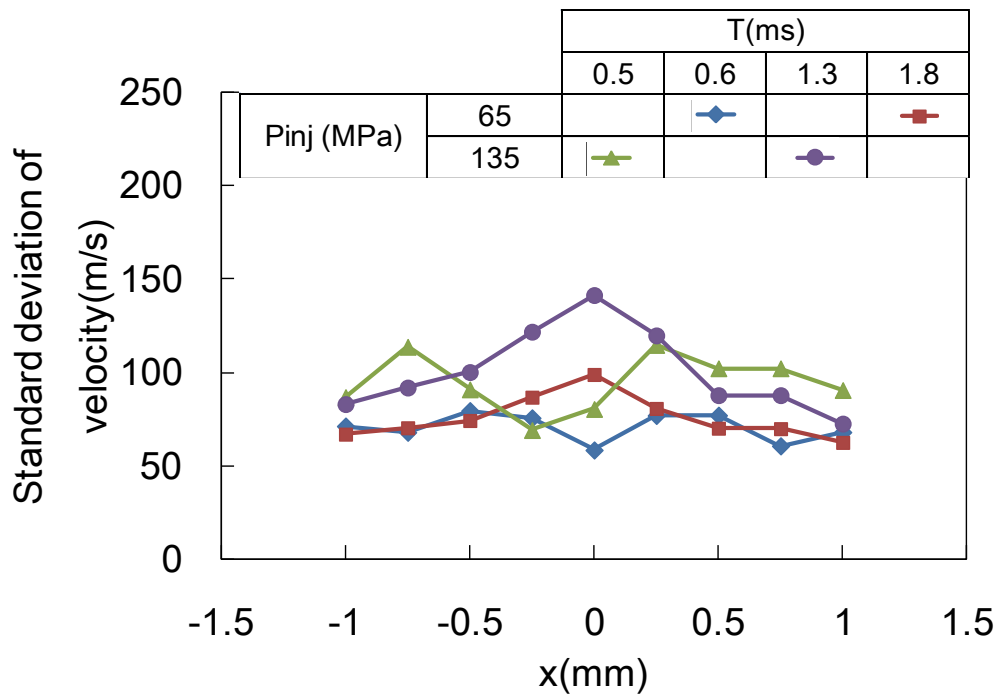


Fig. 5.2 Spatial distribution of standard deviation of velocity

噴射初期と中期における液滴サイズの空間分布を図 5.3 に示す。噴射初期の噴射圧 65MPa において、液滴サイズは半径方向にほぼ同じ値をとった。一方、他の条件では噴霧中心部で液滴サイズが大きく、噴霧中心から外縁に向かうにつれて小さくなった。噴射中期においては、噴霧中心の噴射圧 135MPa の場合の液滴サイズは噴射圧 65MPa の場合よりも大きく、噴霧の外縁付近では噴射圧による液滴サイズの差は見られなかった。

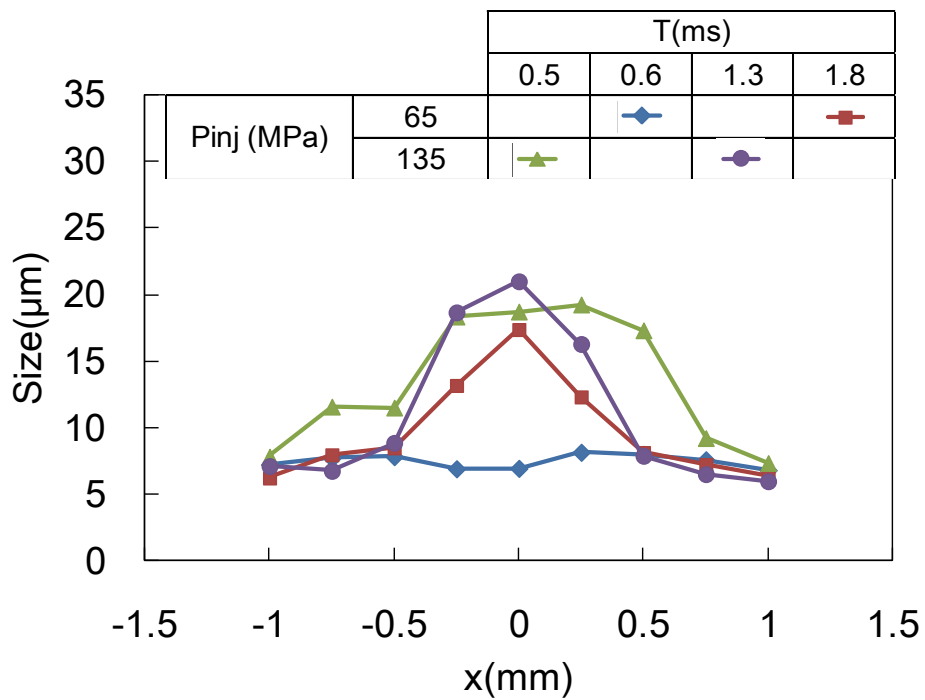


Fig. 5.3 Spatial distribution of mean size

図 5.4 に噴射初期と中期における質量流量の空間分布を示す。噴射初期において、質量流量はいずれの噴射圧においても半径方向にほぼ一様の分布となった。噴射期間の中期では、噴射圧 135MPa の噴霧中心での質量流量の値が多少低いものの、噴霧中心部での質量流量が高い。また、質量流量はいずれの時期においてもほぼ軸対称の分布となった。

図 5.4 に示した質量流量分布を積算すること、すなわち式(2.9)および(2.10)を用いることで L2F 計測により得られたデータより単噴射当たりの燃料の質量を見積もることができる。なお、式(2.10)における $\Delta x = 0.25\text{mm}$ である。重量法で求めた単噴射当たりの燃料質量は 7.74mg であり、各噴射圧における質量流量から求めた燃料質量の積算値は 65MPa において 7.79mg, 135MPa において 7.98mg であり、0.7%および 3%の差であることから、L2F による噴霧液滴の評価が妥当であると判断される。

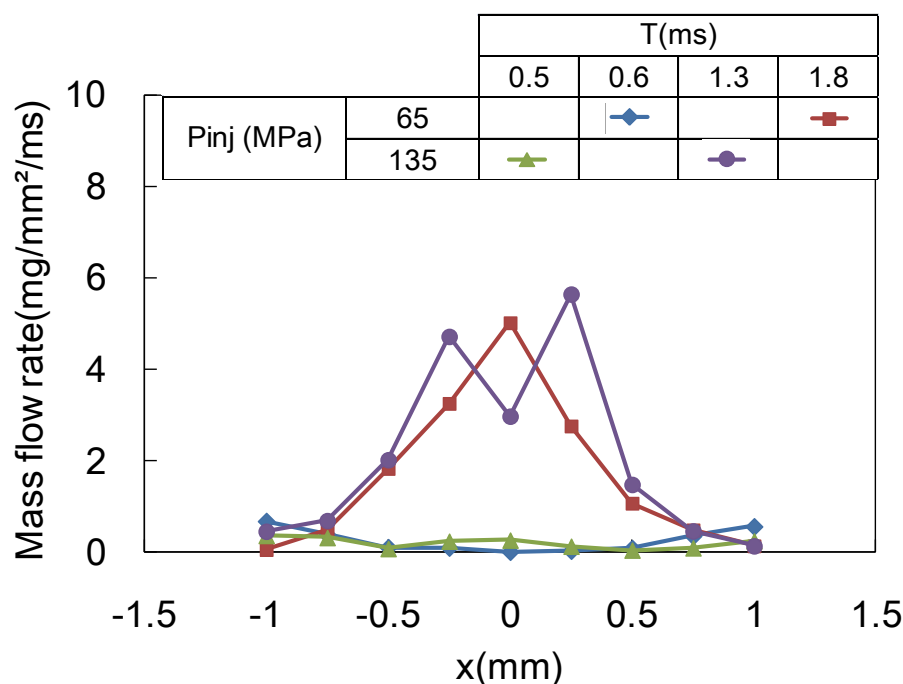


Fig. 5.4 Spatial distribution of mass flow rate

液滴の分裂特性を空間的に評価するため、同様の条件において液滴ウェーバー数を評価した。図 5.5 は液滴ウェーバー数の空間分布を示す。噴射初期において、噴射圧 65MPa の場合、液滴ウェーバー数は半径方向にほぼ一定であった。噴射中期ではいずれの噴射圧においても噴霧中心で液滴ウェーバー数が大きく、外縁で小さかった。噴射圧 135MPa の噴霧中心での液滴ウェーバー数は噴射圧 65MPa の場合より大きい、外縁ではほぼ同じ値を示した。

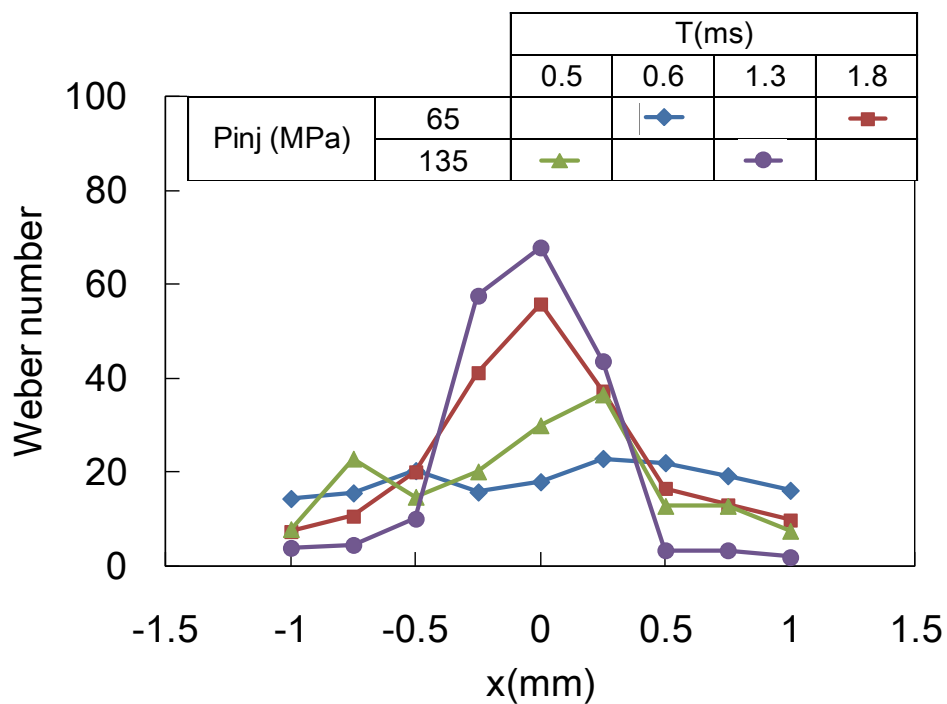


Fig. 5.5 Spatial distribution of Weber number

5.2 噴霧液滴の分散特性

次に噴霧液滴の分散特性を調査するため、液滴密集度の指標となる液滴数密度を式(2.7)により評価した。図 5.6 は液滴数密度の空間分布を示す。噴射の初期においてはいずれの噴射圧においても噴霧外周部で最大であり、噴霧中心で最小値をとった。噴射の中期ではいずれの噴射圧においても噴霧中心から半径方向に数密度が増加し、噴霧中心と噴霧外周部の間で最大値をとり、噴霧外周部に向かって減少した。噴射中期における液滴数密度の範囲は約 $1000 \sim 13000/\text{mm}^3$ であり、図 3.2 に示された三角印の数密度の範囲と重なり、L2F による数密度の評価結果は妥当であると判断される。

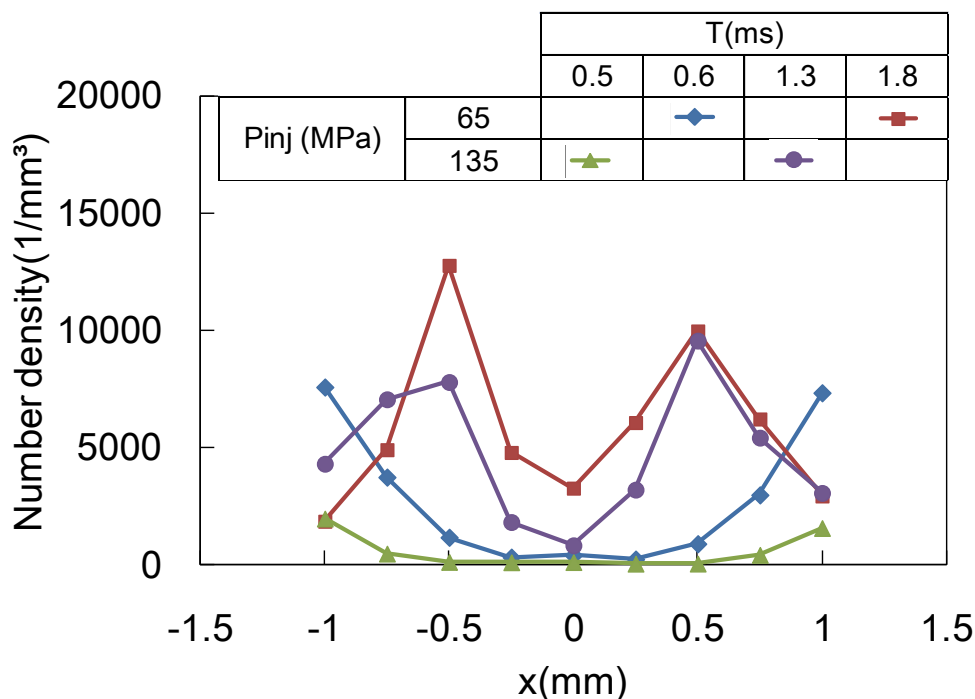
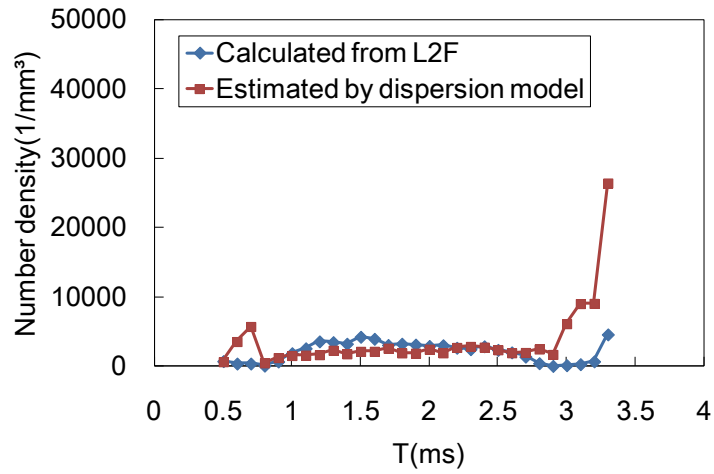
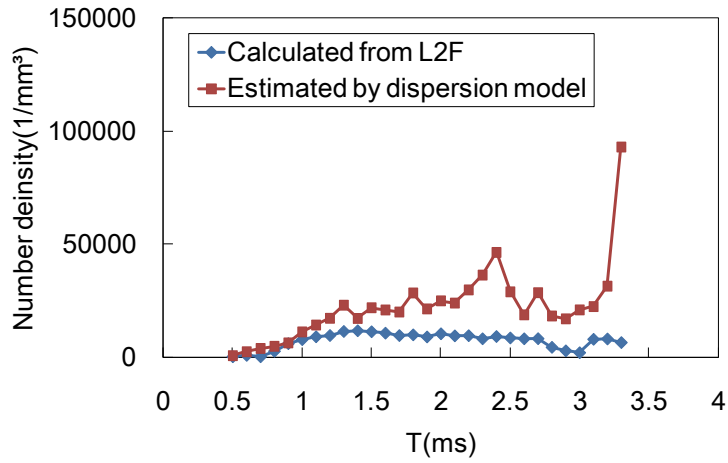


Fig. 5.6 Spatial distribution of number density

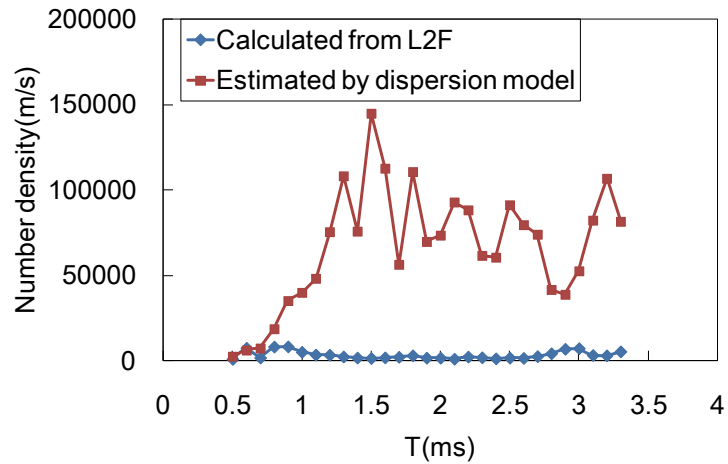
次に第3章に示した液滴分散モデルを用いて数密度を評価した。図5.7(a), (b) および(c)はそれぞれ $x=0$, 0.5 および 1.0mm の各計測点の数密度の時間変化であり，青菱形は L2F の計測結果から算出した数密度，また赤四角は液滴分散モデルを用いて式(3.2)から評価した数密度を示す。縦軸は数密度，横軸は噴射信号印加からの経過時間 T である。図5.7(a)に示す噴霧中心の $x=0$ mm では，噴射中期においていずれの数密度もほぼ一致した。図5.7(b)においては液滴分散モデルによって評価した数密度の方が L2F の計測結果から算出した数密度よりやや高い値を示した。図5.7(c)においては，液滴分散モデルによって評価した数密度は，L2F の計測結果から得られた数密度に比べて10倍程度と相対的に大きな値をとった。これは噴霧外周部に渦構造による空気の取り込みによって液滴が拡散することによって，数密度が低くなることを考慮できなかったためと考えられる。



(a) $x=0.0\text{mm}$



(b) $x=0.5\text{mm}$



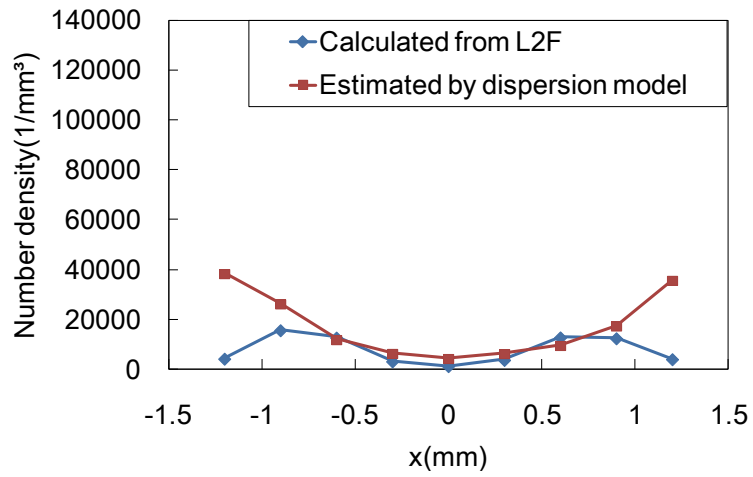
(c) $x=1.0\text{mm}$

Fig. 5.7 Time variation of measured and estimated number densities; $P_{inj}=65\text{MPa}$

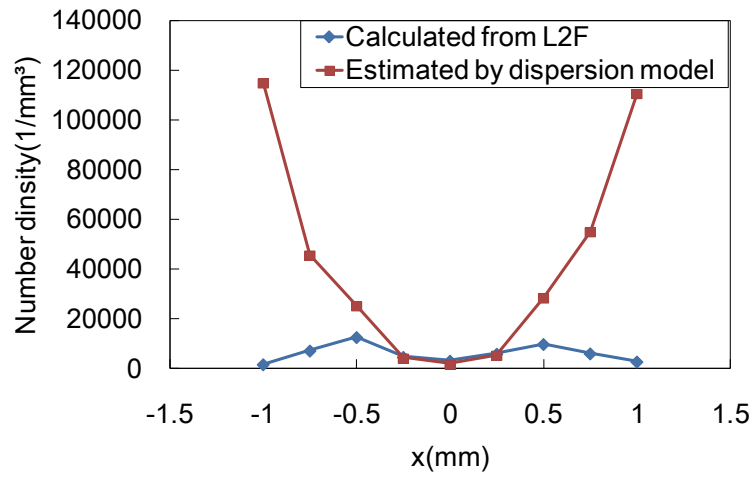
次に各噴射圧における噴射中期において、L2F の計測結果から算出した数密度と液滴分散モデルから評価した数密度を空間分布として図 5.8 に示す。図 5.8(a), (b)および(c)はそれぞれ噴射圧 40MPa で $T=1.2\text{ms}$, 噴射圧 65MPa で $T=1.8\text{ms}$, および噴射圧 135MPa で $T=1.3\text{ms}$ の場合である。縦軸は数密度, 横軸は半径方向の計測位置 x である。

図 5.8(a)に示す噴射圧 40MPa の場合, L2F の計測結果から算出された数密度は M 字型の分布となり, $x=\pm 0.75\text{mm}$ でピークをとった。一方, 液滴分散モデルで評価された数密度は U 字型の分布となった。噴霧中心から $x=\pm 0.6\text{mm}$ の範囲で両者はほぼ一致している。図 5.8(b)に示す噴射圧 65MPa の場合, L2F の計測結果から算出された数密度も M 字型の分布となり, $x=\pm 0.5\text{mm}$ でピークをとった。液滴分散モデルで評価された数密度は噴射圧 40MPa の場合と同様に U 字型の分布となった。両者は噴霧中心から $x=\pm 0.25\text{mm}$ の範囲でほぼ一致した。図 5.8(b)に示す噴射圧 135MPa の場合, 噴射圧 65MPa の場合と同様に噴霧中心から $x=\pm 0.25\text{mm}$ の範囲でほぼ一致した。以上のことから, 軸方向の減速による液滴間距離の縮小および噴霧幅の増加による液滴間距離の拡大を考慮する液滴分散モデルが, 噴霧中心部で成り立つことが明らかとなった。

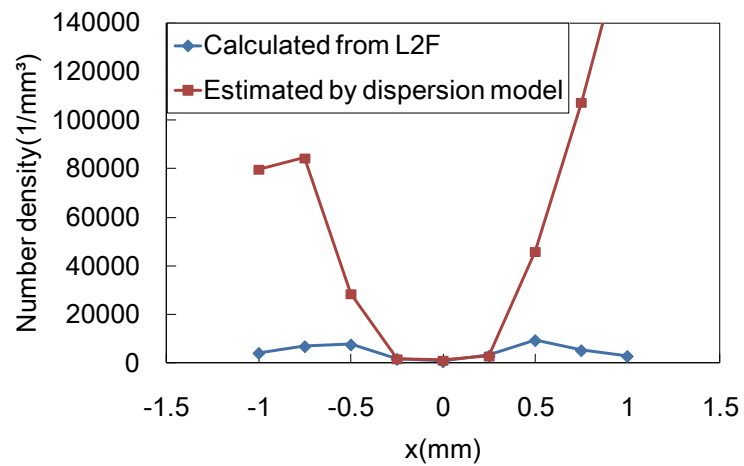
いずれの噴射圧においても噴霧外周部では液滴の分散を考慮した数密度の方が高い値を示した。これは前章で示した噴霧外周部の渦構造の影響により液滴が拡散したためと考えられる。



(a) $P_{inj}=40\text{MPa}$; $T=1.2\text{ms}$



(b) $P_{inj}=65\text{MPa}$; $T=1.8\text{ms}$



(c) $P_{inj}=135\text{MPa}$; $T=1.3\text{ms}$

Fig.5.8 Spatial distribution of measured and estimated number densities

図 5.8(a), (b)および(c)のデータを用いて、噴霧中心部において縦軸に分散モデルから算出した数密度、横軸に L2F から評価した数密度をとってプロットしたものが図 5.9 である。噴射圧によらず両者に明確な相関関係があることが明らかとなった。すなわち噴霧中心部において、噴霧分散モデルの妥当性が示されたものと判断される。

以上のことから、噴霧中心部では分裂後の液滴が分裂前の大きな液滴の位置から大きく移動しないまま噴霧幅の増加および速度の減速に従って分散したものと理解できる。

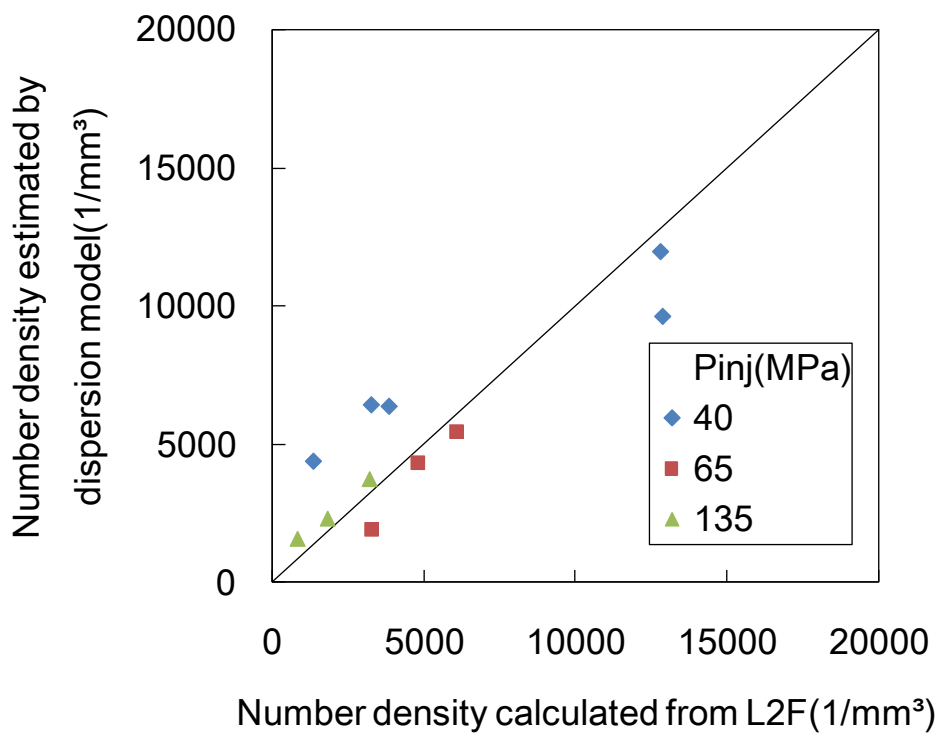


Fig.5.9 Correlation of measured and estimated number density

5.3 非定常噴霧における液滴の速度乱れとサイズの相関

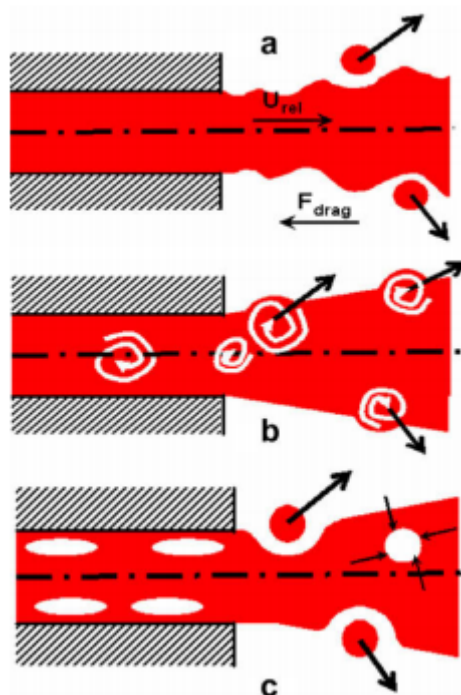


Fig.5.10 Schematic diagram of breakup⁽⁴⁸⁾

前節において液滴の分散特性について議論した．本節では，分散の前に生じる現象である液滴の分裂特性について評価を行う．

Faeth ら⁽⁴⁷⁾によれば乱れは噴霧液滴の分裂を支配する因子の1つである．また，Som ら⁽⁴⁸⁾は図 5.10 に示す3つの要因により分裂が生じるとしている．図の斜線部はノズルを示し，赤で噴孔から噴射される燃料噴流を示している．図 5.10(a) は燃料噴流と周囲空気との相対速度による分裂を示し，分裂後の液滴には液滴が受ける抗力による速度の乱れが生じている．図 5.10(b) はインジェクタ内部の流路で生じた液流の速度の乱れによる分裂を示す．図 5.10(c) は燃料流路中の拡大，曲部に生じるキャビテーションによる分裂を示し，流路面積の変化による速度の乱れが生じている．いずれの分裂においても速度の変動が要因であり，

本論文では乱れを液滴速度の乱れ強さとして評価する。分裂の要因である速度の乱れは分裂によって直ちに消滅することではなく残されるものと考えられる。そこで本論文では液滴速度の乱れ強さ、すなわち相対標準偏差を速度の標準偏差を平均速度で除して算出することで評価した。

噴射圧 40, 65 および 135MPa の各条件において、噴射中期にあたるそれぞれ $T=1.2, 1.8$ および 1.3ms において得られた速度の相対標準偏差の空間分布を図 5.11 に示す。噴射圧 40MPa の場合、噴霧中心で相対標準偏差が最も小さく、外縁に向かって増加する傾向が見られた。噴射圧 65MPa および 135MPa の場合では噴霧中心の相対標準偏差が隣近する計測点の相対標準偏差よりもわずかに大きいものの、噴射圧 40MPa の場合と同様に外縁に向かって相対標準偏差は増加した。噴射圧が増加すると相対標準偏差が増加する傾向が見られた。

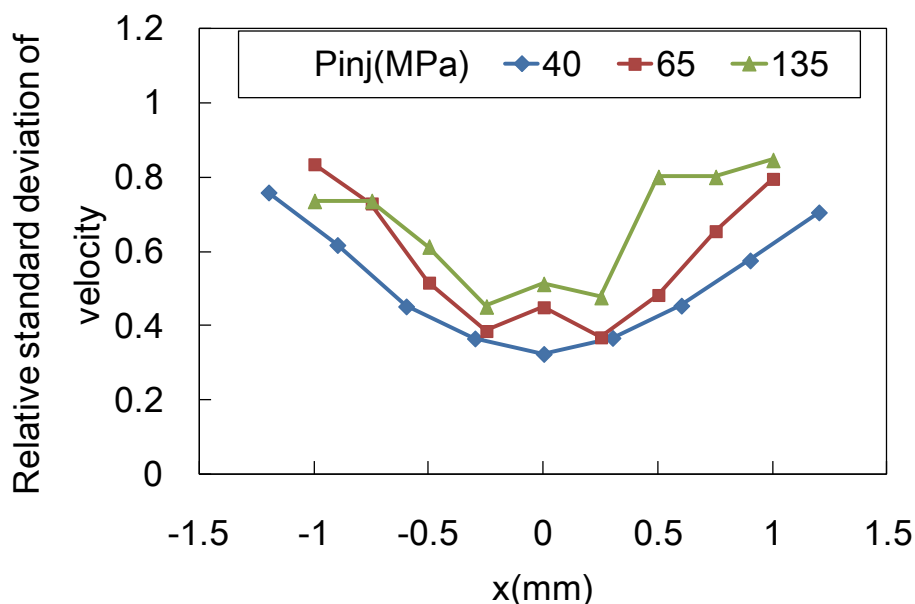


Fig. 5.11 Spatial distribution of relative standard deviation of droplet velocity

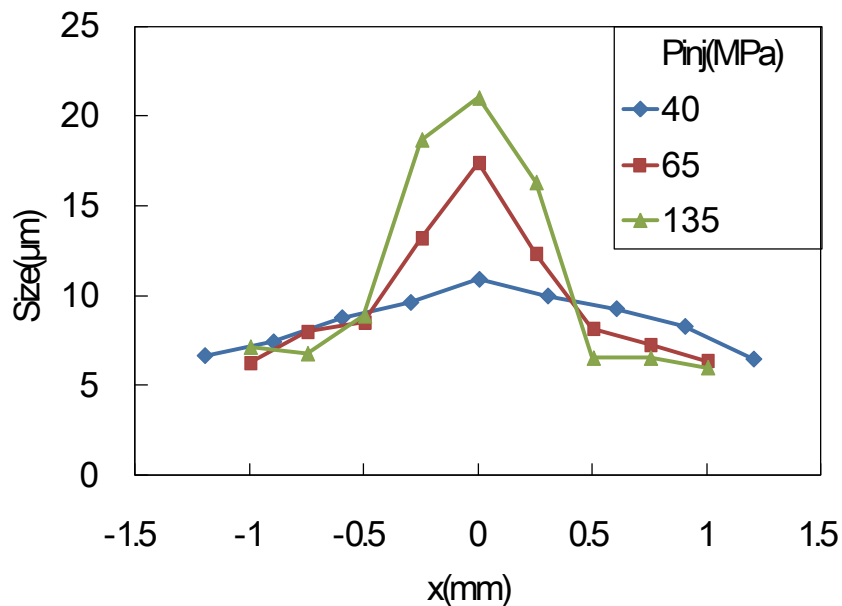


Fig. 5.12 Spatial distribution of droplet size

図 5.11 と同じ時刻で得られた液滴サイズの空間分布を図 5.12 に示す。噴霧中心部において噴射圧の増加とともに液滴サイズが増加し、噴霧外周部では噴射圧の増加とともに液滴サイズが減少した。

図 5.11 および 5.12 に示した時刻を含む噴射中期において、各噴射圧および計測点に対する 0.1ms ごとの速度の相対標準偏差を算出し、その時刻の液滴サイズの算術平均を求めた。図 5.13 は縦軸と横軸をそれぞれ速度の相対標準偏差と液滴サイズとする両者の相関である。噴射圧 40MPa の場合を赤、65MPa の場合を緑、135MPa の場合を紫色のプロットで示す。x=±0.3mm より内側の計測点、すなわち噴霧中心部のデータを center とした。この範囲は噴射圧 65MPa において針弁リフトおよび噴射率の時間的変化の影響が液滴速度に現れた領域である。それ以外の計測点のデータを periphery として示した。

噴霧外周部および噴射圧が低く針弁が動き続ける噴霧中心部では、液滴サイズが 11μm より小さく、液滴サイズと速度乱れの間を負の相関関係が現れた。こ

れは乱れの大きいものほど小さい液滴に分裂したものと考えられる。これに対し、噴射圧が高い場合の噴霧中心部では液滴サイズが $11\mu\text{m}$ より大きく、液滴サイズと速度乱れに正の相関関係が現れた。また、この相関関係は噴射圧に依存しないことがわかる。このことから他の噴射圧においても同様の関係が成り立つものと考えられる。

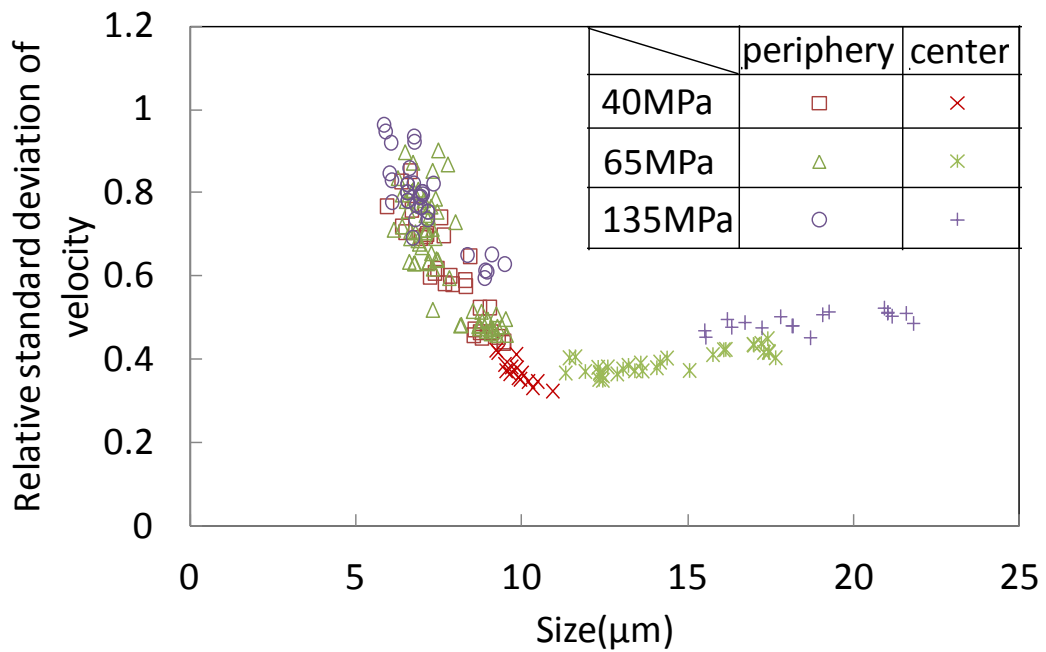


Fig. 5.13 Correlation of droplet size and relative standard deviation of droplet velocity

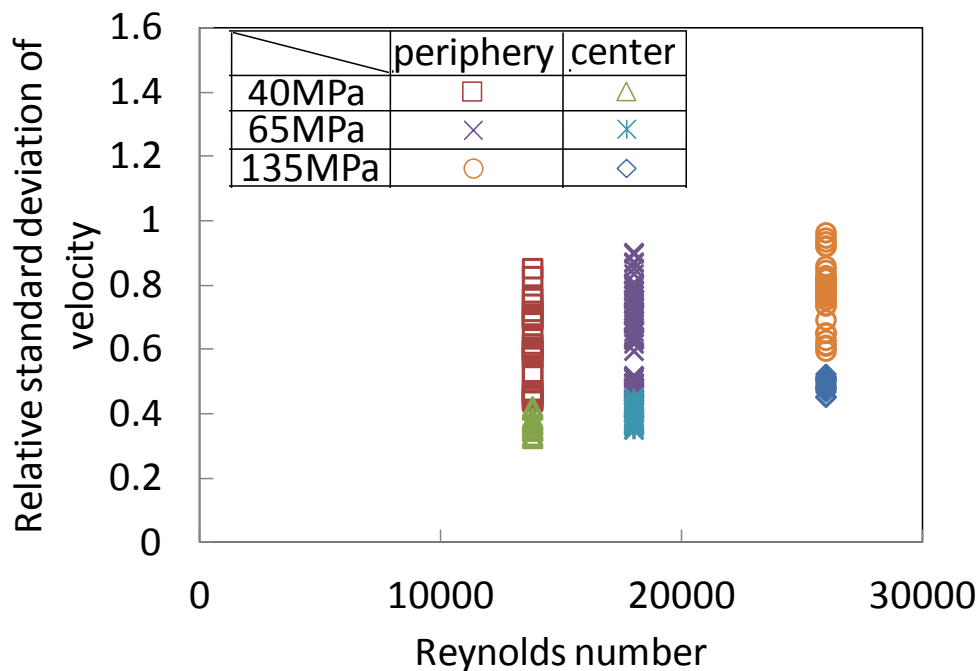


Fig. 5.14 Correlation of Reynolds number and relative standard deviation of droplet velocity

次に噴孔出口部での乱れの大きさを評価するため、流体の乱れの大きさを表す指標の1つであり慣性力と粘性力の比で定義されるレイノルズ数を、噴射速度および軽油の物性値を用いて算出した。図 5.14 にレイノルズ数と液滴の速度乱れ強さとの相関を示す。噴霧中心部において噴射圧の増加とともにレイノルズ数が増加し、液滴の速度乱れ強さも増加した。また噴霧外周部においては速度乱れ強さの上限と下限の差が大きいものの、噴射圧の増加とともに速度乱れ強さの範囲は噴霧中心部と同様に増加している。噴霧外周部の乱れ強さは、いずれの噴射圧においても噴霧中心部の乱れ強さよりも大きい。これは噴霧外周部に存在する渦構造による空気の取り込みによって液滴に速度の変動が与えられた結果と考えられる。

噴霧中心部の乱れ強さは噴射圧の増加に伴い増加したにも関わらず液滴サイズが増加した。単一の液滴では速度乱れが液滴の変形や分裂に関係すると考えられることから、噴霧内に多数存在する液滴同士の相互干渉によって分裂特性が変化したものと考えられる。そこで、液滴の飛行方向における液滴の間隔と密接に関係する速度の減少率を評価した。

図 5.15 において噴射率から算出した噴孔出口部での速度を青で示し、噴孔下流 10mm の噴霧中心部の速度を赤で示す。横軸は噴射圧である。噴孔出口部での速度と計測点で得られた速度の差は噴射圧 40MPa の場合には小さいものの、噴射圧が増加するにつれてその差は広がった。すなわち噴射圧が高い場合の噴霧中心部では液滴速度の減少率が高いことがわかる。

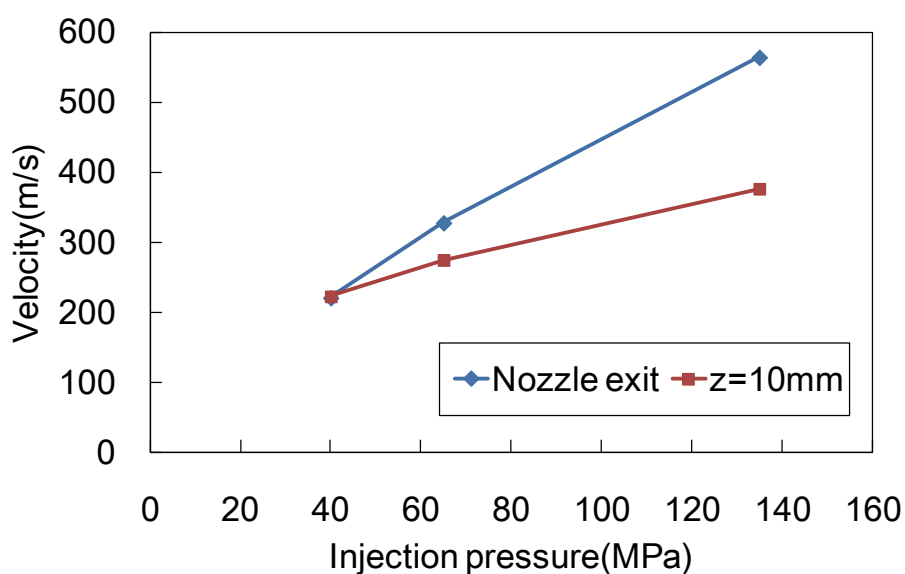


Fig. 5.15 Droplet velocity at spray center on $z=10\text{mm}$ and injection velocity on each injection pressure

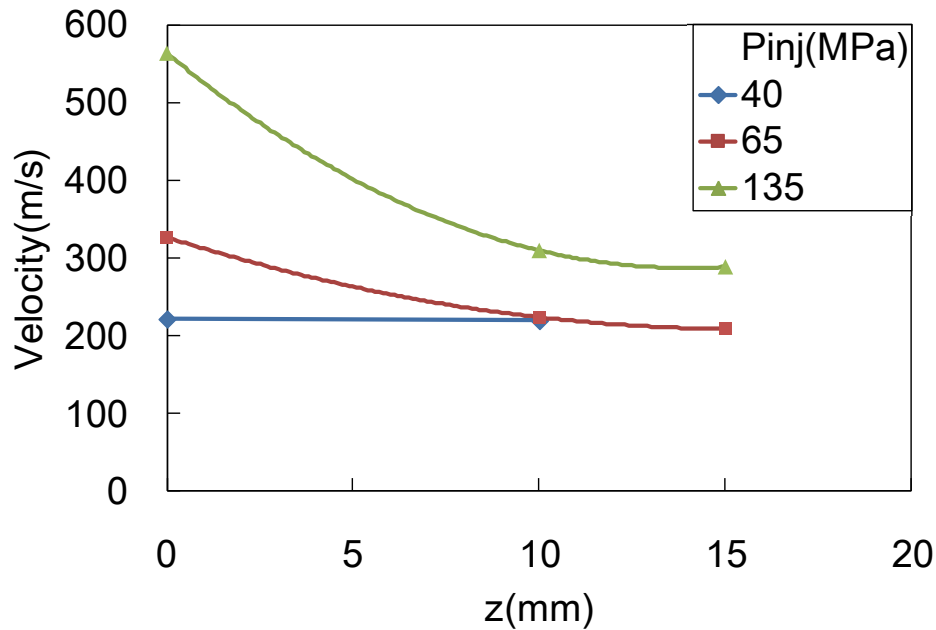


Fig. 5.16 Spatial changes of velocity

噴霧は噴孔下流に向かって減速しながら発達し噴霧幅が広がる。そのため、速度の減少率および噴霧幅を考慮し、液滴間距離の評価を行った。まず液滴分散モデルで提案した式を以下のように変形した。

$$\frac{N_d}{N_{d0}} = \left(\frac{b_0}{b} \right)^2 \frac{v_0}{v} \quad (5.1)$$

ここで各噴射圧において噴射率から求めた速度を v_0 とした。噴霧液滴は周囲空気からの抗力を受けて減速するため、その速度が高いほど減速率も大きく、2次曲線的に減速するものと考えられる。 z に対する液滴の速度の減速率を見積もるため、噴射圧 65 および 135 の場合には著者ら⁽⁴⁹⁾の $z=10$ および 15mm の噴霧中心における液滴速度を用いた。噴射圧 40MPa の場合には v_0 と $z=10$ mm での液

滴速度がほぼ同一であったため、本論文の条件 1 の計測結果のみを用いた。図 5.16 に z に対する液滴の速度の変化を示す。噴孔からの距離 z における速度 v を図 5.16 から得られた曲線を用いて算出した。

さらに得られた数密度の比を用いて液滴間距離の比を求めた。

$$\frac{L_i}{L_{i0}} = \sqrt[3]{\frac{N_{d0}}{N_d}} \quad (5.2)$$

上記の式を用いて、噴孔出口部での液滴間距離と噴霧下流での液滴間距離の比 L_i/L_{i0} の z 方向への変化を求めた。図 5.17 に横軸を噴孔からの距離 z 、縦軸を L_i/L_{i0} として示す。 $z=3\text{mm}$ の位置ですでに各噴射圧の間で差が見られた。下流に向かうにつれて噴射圧による液滴間距離の差は大きくなり、噴射圧が低いほど L_i/L_{i0} が大きくなった。球形の液滴が空気中を飛行すると液滴の後方に後流が生じる^(50, 51)。液滴間距離が狭く、次の液滴が後流の影響領域に入るとその液滴が空気から受ける抗力は小さくなる。Hoyt ら⁽⁵²⁾は、円柱を複数配置したダクト内に空気と煙を流し、円柱の後流の影響領域を実験的に捉えており、その画像を図 5.18 に示す。円柱の直径の数倍程度の領域で流れが乱されていることがわかる。Hoyt らの実験のレイノルズ数は 6400 であった。噴霧中心で液滴密集の影響が最も現れた噴射圧 135MPa の噴孔出口部の速度および噴孔径を用いて算出したレイノルズ数は 4200 であり、Hoyt らの実験と大きな差はない。このことから、液滴が密集し液滴間距離が狭い噴孔出口の直下では、液滴の後流の影響領域に他の液滴が存在するといえる。そのことによって液滴の受ける抗力が低下し、液滴の分裂が抑制された結果、特に噴射圧が高い場合の噴霧中心領域において液滴サイズが増加したものと判断される。

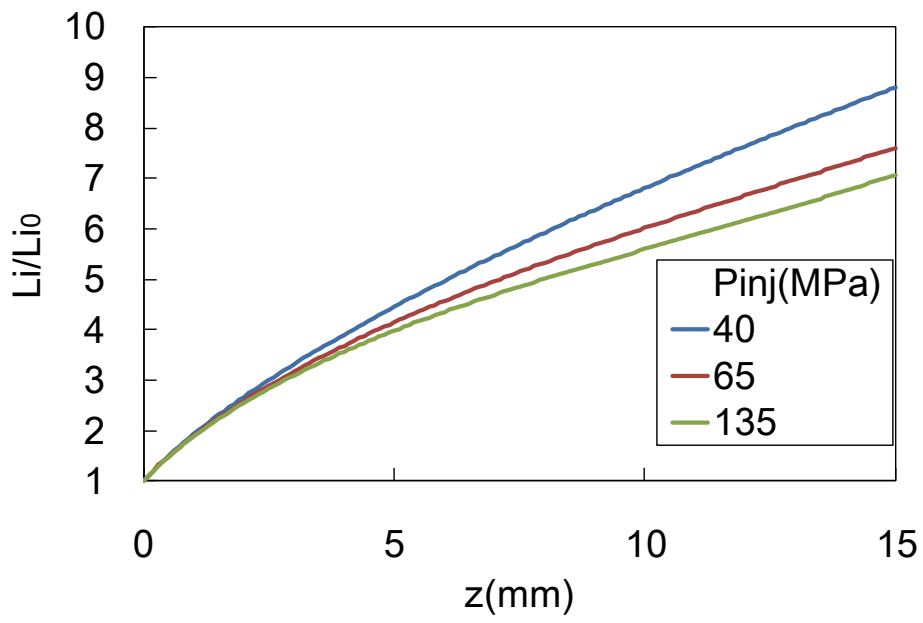


Fig. 5.17 Spatial changes of L_i/L_{i0}

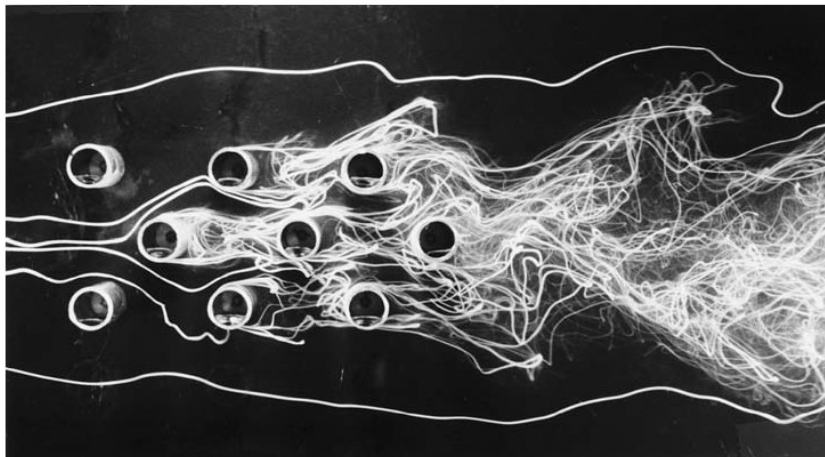


Fig. 5.18 Experimental streaklines for actual staggered-array flow ($Re=6400$)⁽⁵²⁾

5.4 第5章のまとめ

液滴の数密度について本論文で提案する分散モデルを用いて評価を行った。また、液滴の速度乱れとサイズの相関関係を調査するとともに、液滴の分裂過程について液滴分散モデルを用いて考察した。その結果、以下の事項が明らかとなった。

1. 液滴数密度が噴霧中心部と外周部の間で高く、噴霧中心部および噴霧外周部で低いという不均一構造が存在する。
2. 噴霧中心部では分散モデルによる数密度と計測された数密度が一致することから、分裂後の液滴が分裂前の大きな液滴の位置から大きく移動しないまま噴霧幅の増加および速度の減速に従って分散したものと理解できる。
3. 噴射圧が高い場合の噴霧中心部では液滴サイズが大きく、液滴速度の減少率が高いため液滴が密集し、液滴の分裂が生じにくいものと理解される。
4. 噴霧外周部および噴射圧が低く針弁が動き続ける条件の噴霧中心部では液滴サイズが小さく、液滴サイズと速度乱れの間には負の相関が現れた。噴孔内部の乱れが大きいものほど小さな液滴に分裂したものと考えられる。

第6章 総括

本研究で得られた成果を要約すると以下のとおりである。

第1章では、本研究の位置付けと目的を明らかにした。ディーゼル機関において刻一刻と変化するディーゼル噴霧内の不均一性の適切な制御が必要であること、またそのためには噴孔近傍の噴霧特性の把握が不可欠であることを述べた。次にディーゼル噴霧に関する研究動向について概説し、これまでに数々の噴霧モデルが提案されているものの、噴孔近傍の噴霧特性についての知見が極めて限られるため、その妥当性が評価できていないことを述べた。これらの点から非定常噴霧における噴孔近傍の不均一性について把握することが重要であることを示した。

第2章では、まず測定体積を微小化することで高速高数密度で液滴が存在する領域での計測を可能とし噴霧計測に特化させたレーザー2焦点流速計の液滴速度およびサイズの計測原理、またそれらを用いた数密度の算出方法について述べた。次に一般に噴霧下流域での計測に用いられ、2次元での液滴速度およびサイズの計測が可能な位相ドップラー流速計について述べた。また、これらを含む噴霧計測システムについて述べた。

第3章では、噴孔近傍の噴霧内の液滴の分散を噴霧の軸方向および半径方向に分けて考慮し、液滴数密度を評価する新たなモデルを提案した。また液滴のサイズと液滴間距離の関係について調査し、噴霧中心部において液滴のサイズとその間の距離に正の相関があることから、大きな液滴はその間隔が広く、小

小さな液滴はその間隔が狭い状態で噴霧内に存在する。すなわち、分裂後の小さな液滴はその周囲の大きな液滴と混合せず、分裂前の液滴の位置から大きく移動しないことを明らかにした。

第 4 章では、非定常噴霧の構造を理解するため、液滴の速度、サイズおよび数密度の時間変化について調査した。次に、噴射が時間とともに変化するという非定常性が噴霧内の液滴速度の時間変化に及ぼす影響を両時間変化の相互相関係数により評価した。さらに位相ドップラー流速計による噴霧外周部の計測結果を用いて、噴霧外周部での渦構造について考察を行った。その結果、以下の点が明らかとなった。

1. 噴霧画像の濃淡、すなわち噴霧中心部が濃く、噴霧外周部はやや淡いという不均一構造は、針弁リフトおよび噴射率の時間変化の影響が噴霧中心部では液滴速度の時間変化に強く現れ、噴霧外周部では現れないことに対応する。
2. 噴霧外周部において、噴霧の半径方向内向きの速度成分を有する液滴および半径方向外向きの速度成分を有する液滴による渦構造が存在するものと判断される。
3. 噴霧外周部の半径方向内向きの速度成分を有する液滴のサイズは相対的に小さく、噴霧周囲の空気とともに取り込まれた分裂後の液滴が噴霧のより内側に飛行した後、その飛行は噴霧軸下流方向に変化するものと判断される。
4. 上記 2, 3 の渦構造により、針弁リフトおよび噴射率が噴霧外周部の液滴速度に及ぼす影響は小さいものと考えられる。

第 5 章では、液滴の数密度について本論文で提案する分散モデルを用いて評価を行った。また、液滴の速度乱れとサイズの相関関係を調査するとともに、液滴の分裂過程について液滴分散モデルを用いて考察した。その結果、以下の事項が明らかとなった。

1. 液滴数密度が噴霧中心部と外周部の間で高く、噴霧中心部および噴霧外周部で低いという不均一構造が存在する。
2. 噴霧中心部では分散モデルによる数密度と計測された数密度が一致することから、分裂後の液滴が分裂前の大きな液滴の位置から大きく移動しないまま噴霧幅の増加および速度の減速に従って分散したものと理解できる。
3. 噴射圧が高い場合の噴霧中心部では液滴サイズが大きく、液滴速度の減少率が高いため液滴が密集し、液滴の分裂が生じにくいものと理解される。
4. 噴霧外周部および噴射圧が低く針弁が動き続ける条件の噴霧中心部では液滴サイズが小さく、液滴サイズと速度乱れの間に負の相関が現れた。噴孔内部の乱れが大きいものほど小さな液滴に分裂したものと考えられる。

参考文献

1. K. Tsuneyoshi, K. Yamamoto, Experimental study of hexagonal and square diesel particulate filters under controlled and uncontrolled catalyzed regeneration, *Energy*, Vol. 60, pp.325-332, 2013
2. T. Lanni, S. Chatterjee, D. Rosenblatt, C. Bush, J. Evans, R. McLean, Performance and Durability Evaluation of Continuously Regenerating Particulate Filters on Diesel Powered Urban Buses at NY City Transit, SAE Paper No. 2001-01-0511, 2001
3. B. B. Hansen, A. D. Jensen, P. A. Jensen, Performance of diesel particulate filter catalysts in the presence of biodiesel ash species, *Fuel*, Vol.106, pp.234-240, 2013
4. Y. Liu, M. P. Harold, D. Luss, Coupled NO_x storage and reduction and selective catalytic reduction using dual-layer monolithic catalysts, *Applied Catalysis B: Environmental*, Vol. 121-122, pp.239-251, 2012
5. D. A. Kennaird, C. Crua, J. Lacoste, M. R. Heikal, M. R. Gold, N. S. Jackson, In-cylinder penetration and break-up of diesel sprays using a common-rail injection system, SAE Paper, 2002-01,1626, 2002
6. S. M. Martinez, F. A. S. Cruz, J. M. R. Avila, A. G. Munoz, Liquid penetration length in direct diesel fuel injection, *Applied Thermal Engineering*, Vol.28, pp.1756-1762, 2008
7. J. Kostas, D. Honnery, J. Soria, Time resolved measurements of the initial stages of fuel spray penetration, *Fuel*, Vol.88, pp.2225-2237, 2009
8. J. Kang, C. Bae, K. O. Lee, Initial development of non-evaporating diesel sprays in common-rail injection systems, *International Journal of Engine Research*,

pp.238-298, 2003

9. E. Delacourta, B. Desmeta, B. Besson, Characterisation of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques, *Fuel*, Vol.84, pp.589-867, 2005
10. M. Uhl, R. Schießl, U. Maas, A. Dreizler, Time resolved spray characterization in a common rail direct-injection production type diesel engine using combined Mie/LIF laser diagnostics, SAE paper, 2003-01-1040, 2003
11. F. Payri, J. V. Pastor, J. M. Pastor, J. E. Julia, Diesel spray analysis by means of planar laser-induced exciplex fluorescence, *International Journal of Engine Research*, pp.77-89, 2006
12. J. Kostas, D. Honnery, J. Soria, A correlation image velocimetry-based study of high-pressure fuel spray tip evolution, *Experiments in Fluids*, Vol.51, pp.667-678, 2011
13. W. Choi, B. C. Choi, Estimation of the air entrainment characteristics of a transient high-pressure diesel spray, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, pp.1025-1036, 2005
14. J. Yeom, Diagnosis of the behavior characteristics of the evaporative diesel spray by using images analysis, *Journal of Mechanical Science and Technology*, Vol.22, pp.1785-1792, 2008
15. S. Moon, Y. Matsumoto, K. Nishida, J. Gao, Gas entrainment characteristics of diesel spray injected by a group-hole nozzle, *Fuel*, Vol.89, pp.3287-3299, 2010
16. A. L. Kastengren, C. F. Powell, Y. Wang, K. S. Im, J. Wang, X-Ray radiography measurements of diesel spray structure at engine-like ambient density, *Proceedings of 21st Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, 2008
17. 廣安 博之, 新井 雅隆, ディーゼル噴霧の到達距離と噴霧角, 自動車技術会

- 論文集, No.21, pp.5-11, 1980
18. S. S. Sazhin, G. Fengt, M. R. Heikal, A model for fuel spray penetration, *Fuel*, Vol.80, pp.2171-2180, 2001
 19. F. Payri, V. Bermudez, R. Payri, F. J. Salvador, The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles, *Fuel*, Vol.83, pp.419-431, 2004
 20. J. M. Desantes, R. Payri, F. J. Salvador, A. Gil, Development and validation of a theoretical model for diesel spray penetration, *Fuel*, Vol.85, pp.910-917, 2006
 21. I. V. Roisman, L. Araneo, C. Tropea, Effect of ambient pressure on penetration of a diesel spray, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.33 pp.904-920, 2007
 22. M. Arai, M. Tabata, H. Hiroyasu, M. Shimizu, Disintegrating process and spray characterization of fuel jet injected by a diesel nozzle, SAE Paper 840275, 1984
 23. J. Swithenbank, J. Beer, D. Taylor, D. Abbot, G. McCreath, A laser diagnostic technique for the measurement of droplet and particle size distribution, *Experimental diagnostics in gas phase combustion systems, Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol.53, 1976
 24. B. P. Sangeorzan, O. A. Uehara, P. S. Myers, Time resolved drop size measurements in an intermittent high-pressure fuel spray, SAE, 841361, 1984
 25. 葉 啓南, 小酒 英範, 神本 武征, 蛍光・散乱光法による非蒸発噴霧のザウタ平均粒径測定に関する研究, *日本機械学会論文集. B編* 59(568), 4008-4013, 1993
 26. 柳 昌成, 森吉 泰生, 青柳 友三, 改良型干渉画像法を用いたディーゼル噴霧の二次元粒度分布・速度分布の同時計測, *日本機械学会論文集. B編* 73(725), pp.380-386, 2007

27. B. J. Thompson, J. H. Ward, W. R. Zinky, Application of hologram techniques for particle size analysis, *Applied optics*, Vol.6, No.3, 1967
28. J. Y. Koo, J. K. Martin, Droplet sizes and velocities in a transient diesel fuel spray, *SAE Paper*, 900397, 1990.
29. F. Payri, J. M. Desantes, J. Arregle, Characterization of D.I. diesel sprays in high density conditions, *SAE Paper*, 960774, 1996
30. J. Lacoste, C. Crua, M. Heikal, D. Kennaird, M. Gold, PDA characterization of dense diesel sprays using a common-rail injection system, *SAE Paper*, 2003-01-3085, 2003
31. J. Y. Koo, The effects of injector nozzle geometry and operating pressure conditions on the transient fuel spray behavior, *KSME International Journal*, Vol.17 No.3, pp.617-625, 2003
32. J. Benajes, R. payri, S. Molina, V. Soare, Investigation of the influence of injection rate shaping on the spray characteristics in a diesel common rail system equipped with a piston amplifier, *Transactions of the ASME*, Vol.127, pp.1102-1110, 2005
33. A. Doudou, Turbulent flow study of an isothermal diesel spray injected by a common rail system, *Fuel*, Vol.84, pp.287-298, 2005
34. J. Kong, C. Bae, Effect of tapered nozzle hole on spray characteristics of high pressure diesel injection, *Proceedings of the 11th International Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, 2009
35. I. Pribicevic, T. Sattelmayer, Investigation of the diesel spray atomization process with use of phase doppler anemometry at high injection pressures and at engine-like gas density, *Proceedings of the 16th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2012

36. M. Beversdorff, W. Förster, R. Schodl, H. W. Jentink, In-flight Laser Anemometry for Aerodynamic Investigations on Aircraft. Optics and Lasers in Engineering, Vol.27, pp. 571-586, 1997
37. H. Ueki, M. Ishida, D. Sakaguchi, Simultaneous Measurement of Particle Size and Velocity by Laser 2-Focus Particle Analyzer, Proceedings of ICLASS94, pp.483-490, 1994
38. H. Ueki, M. Ishida, D. Sakaguchi, M. Naganuma, Simultaneous Measurements of Velocity and Size of Diesel Fuel Droplet near Nozzle Orifice by Laser 2-Focus Velocimeter with Micro-Scale Probe Volume, Proceedings of Thiesel 2004, pp.369-380, 2004
39. 駒田 佳介, 坂口 大作, 植木 弘信, 石田 正弘, L2F を用いたディーゼル燃料噴霧高数密度領域の液滴質量分布の評価, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.77, No.774, pp.1-8, 2011
40. 調 尚孝, 姉崎 幸信, 金原 賢治, 鎗野 素成, 松村恵理子, 高数密度燃料噴霧の影画像処理による粒径計測, 微粒化, Vol.20(71), pp121-128, 2011
41. A. H. Lefebvre, Atomization and Sprays, Taylor & Francis, 1989
42. C. C. Hung, J. K. Martin, J. Y. Koo, Injection pressure effects upon droplet behavior in transient diesel sprays, SAE technical paper 970053, pp.1-14, 1997
43. Z. He, W. Zhong, Q. Wang, Z. Jiang, Y. Fu, An investigation of transient nature of the cavitating flow in injector nozzles, Applied Thermal Engineering, Vol.54, pp.56-64, 2013
44. 金 壯憲, 西田 恵哉, 吉崎 拓男, 廣安 博之, 定常流におけるディーゼル噴射ノズル内の流れ特性, 微粒化, Vol.7, No.18, pp.334-342, 1998
45. M. Pilch, C. Erdman, Use of break-up time data and velocity history data to predict

- the maximum size of stable fragments for acceleration-induced break-up of a liquid drop, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.13, pp.741-757, 1987
46. 森賢斗, 駒田佳介, 坂口大作, 植木弘信, 2次元位相ドップラー法によるディーゼルノズル噴孔近傍の噴霧挙動に関する研究, 自動車技術会秋季大会学術講演会講演予稿集, pp.675-679, 2015
 47. G. M. Faeth, L. P. Hsiang, P. K. Wu, Structure and Breakup Properties of Sprays, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 21, Supplement, pp.99-127, 1995
 48. S. Som, S. K. Aggarwal, Effects of primary breakup modeling on spray and combustion characteristics of compression ignition engines, *Combustion and Flame* 157, pp.1179–1193, 2010
 49. N. Kawaharada, D. Sakaguchi, H. Ueki, M. Ishida, Effect of Injection Pressure on Droplet Behavior inside Diesel Fuel Sprays, *Proceedings of 2015 JSAE/SAE International Powertrain, Fuels & Lubricants Meeting*, SAE Technical Paper 2015-01-1841, pp.1-6, 2015
 50. I. Khabbouchi, M. S. Guellouz, S. B. Nasrallah, A study of the effect of the jet-like flow on the near wake behind a circular cylinder close to a plane wall, *Experimental Thermal and Fluid Science* 44, pp.285–300, 2013
 51. 妹尾泰利, 内部流れの力学2 流動損失・渦・非定常流れ, 1994
 52. J. W. Hoyt, R. H. J. Sellin, Flow over Tube Banks - A Visualization Study, *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 119, pp.480-483, 1997

謝辞

本論文を終えるにあたり，ご指導とご協力を頂きました多くの方々に厚く御礼申し上げます。特に指導教官である長崎大学教授植木弘信先生には学部 4 年生からの 6 年間，研究の進め方，課題に向き合う姿勢，さらには私生活における心構えまで，終始懇切なるご教示とご指導を賜りました。ここに深く感謝の意を表するとともに厚く御礼申し上げます。

本論文をまとめるに際し，有益なご助言およびご指導を賜りました長崎大学教授坂口大作先生，林秀千人先生，ならびに長崎大学名誉教授石田正弘先生に深く感謝の意を表します。

実験装置の設計・組み立て，また実験データの解析を行う際に助力を尽くして下さった駒田佳介技術職員に心より感謝いたします。

さらに昼夜を問わず一緒に長時間の実験や計測機器の調整，実験データの整理に努力を惜しまず取り組み，多大な支援を頂いたエネルギーシステム学研究室の卒業生，在学生の皆さんに心より感謝申し上げます。