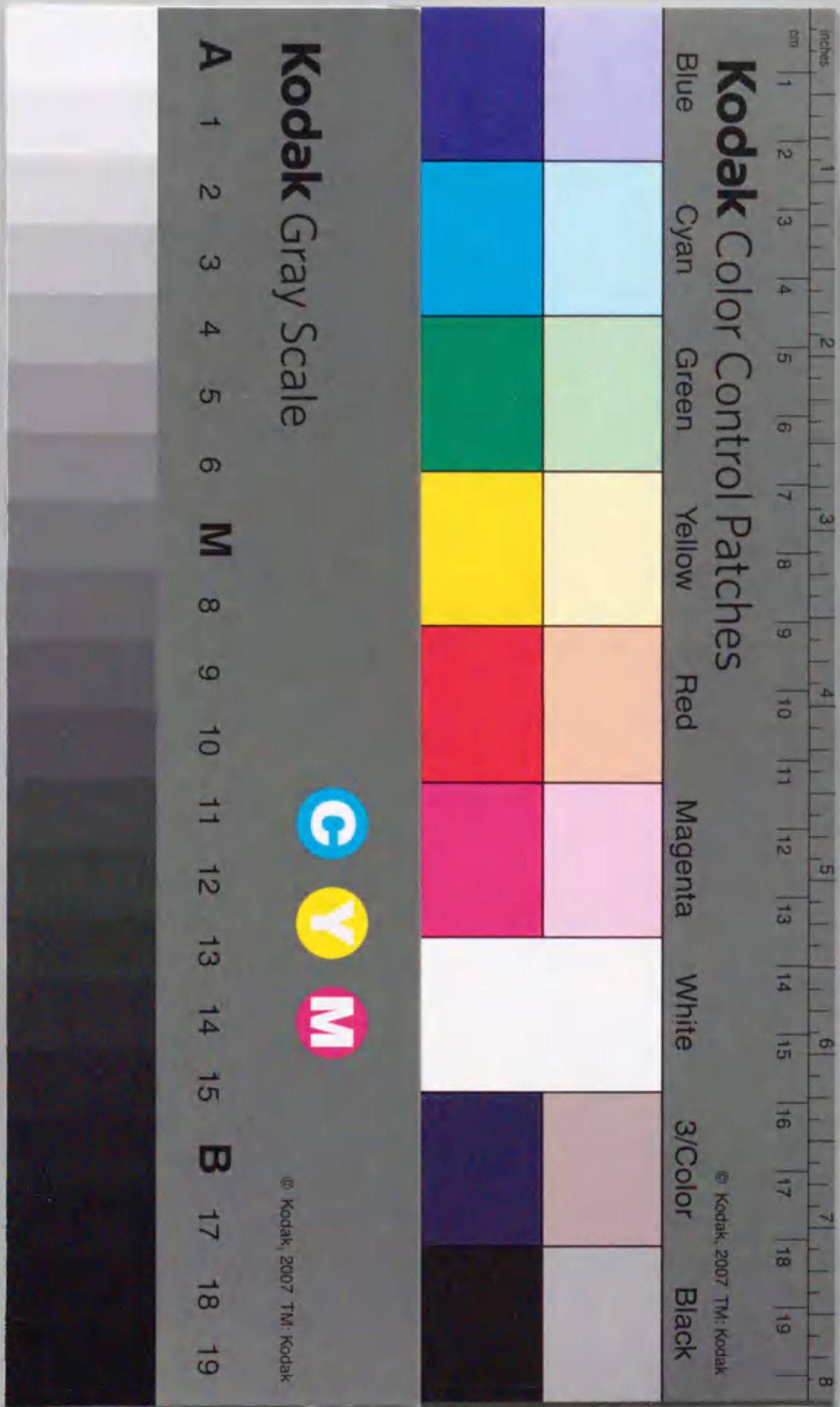


報告番号 乙第 4415 号

# ガソリン機関における吸気流と 混合気形成に関する研究

川添博光



①

ガソリン機関における吸気流と  
混合気形成に関する研究

A Study on Intake Airflow and Air-Fuel Mixture Formation  
in an Internal Combustion Gasoline Engine

1993

川 添 博 光

KAWAZOE Hiromitsu

# 目 次

Abstract .....	1
第1章 序 論 .....	18
1.1 本研究の背景 .....	18
1.2 本研究の目的 .....	19
1.3 本論文の構成 .....	20
第2章 噴霧の粒径・速度同時測定装置の開発 および噴霧燃焼場の計測 .....	25
2.1 まえがき .....	25
2.2 粒子計測について .....	26
2.3 噴霧の粒径・速度の同時測定システム .....	31
2.3.1 測定システム .....	33
2.3.2 粒径検定曲線 .....	40
2.4 燃焼場における噴霧の粒径・速度の同時測定 .....	47
2.4.1 小型燃焼器 .....	47
2.4.2 非燃焼時の燃料噴射弁による噴霧の粒径・速度測定 .....	51
2.4.3 燃焼場における噴霧の粒径・速度測定 .....	53
2.4.3.1 噴霧速度分布の変化 .....	55
2.4.3.2 噴霧粒径分布の変化 .....	55
2.4.3.3 噴霧燃焼場 .....	57
2.5 噴霧の蒸発による粒径変化について .....	62
2.5.1 噴霧蒸発の計算方法 .....	62
2.5.2 噴霧蒸発に関する計算結果 .....	67

2.6	第2章のまとめ	73
付録	石英ガラス窓, 火炎が粒径測定に及ぼす影響	76
<b>第3章 ガソリンエンジン用燃料噴射弁が作る噴霧構造 および吸気バルブ通路における噴霧挙動</b> 77		
3.1	まえがき	77
3.2	EFI 弁の燃料噴霧	78
3.2.1	噴霧の影写真による観察	79
3.2.2	EFI 弁の噴霧微細構造	82
3.2.2.1	EFI 噴霧計測のための準備	82
	(1) 粒径測定範囲について	82
	(2) ガソリン噴霧の粒径測定について	84
	(3) 噴霧の時間情報について	85
3.2.2.2	EFI 噴霧計測	89
3.2.2.3	噴霧サイズとその飛翔速度に関する考察	103
3.3	吸気バルブ環状通路における噴霧挙動	106
3.3.1	実験装置および方法	106
3.3.1.1	実験装置	106
3.3.1.2	実験条件	109
3.3.1.3	測定方法	112
3.3.2	測定結果	113
3.4	第3章のまとめ	118
<b>第4章 シリンダ内に流入するガソリン噴霧への 吸気スワールの影響</b> 121		
4.1	まえがき	121
4.2	実験装置	123

4.2.1	吸気ポート	123
4.2.2	定常スワール比	125
4.2.3	実験条件	136
4.3	LDV 測定結果	137
4.3.1	ストレートポートの場合	137
4.3.2	スワールポートの場合	143
4.3.3	エンジン高速回転の場合	147
4.4	噴霧の屈折率が粒径に及ぼす影響について	149
4.4.1	屈折率の温度変化	149
4.4.2	粒径に及ぼす屈折率の影響	150
4.5	第4章のまとめ	159

<b>第5章 エンジン定常吸気流の CAE 化に対する 数値予測精度の評価</b> 161		
5.1	まえがき	161
5.2	方法	162
5.2.1	数値計算	164
5.2.2	検証実験	166
5.3	空気流量について	171
5.3.1	吸気ポート内面粗さの影響	171
5.3.2	吸気ポート形状の影響	171
5.4	速度ベクトルについて	173
5.4.1	吸気ポート導入路および吸気バルブ 環状通路における流れ	175
5.4.2	シリンダ内の流れ	178
5.5	数値予測結果に対する考察	184
5.5.1	計算格子の大きさ	184
5.5.2	対流項の離散化の精度	185
5.5.3	乱流モデル	185

5.6 第5章のまとめ	189
-------------	-----

## 第6章 シリンダ内混合気形成過程の数値解析

- 燃焼室形状の影響 -	190
6.1 まえがき	190
6.2 計算方法	191
6.2.1 吸気行程	196
6.2.1.1 吸気弁における流入境界条件	196
(1) 空気の流入条件	196
(2) 燃料の流入条件	199
6.2.1.2 噴霧のシリンダ内壁面衝突モデル	201
6.2.1.3 計算条件	203
6.2.2 圧縮行程	203
6.3 計算結果	206
6.3.1 吸気行程の場合	207
6.3.1.1 吸気流れ	207
6.3.1.2 混合気分布	209
6.3.2 圧縮行程の場合	209
6.3.2.1 パンケーキ型燃焼室	212
6.3.2.2 中心ヘロン型燃焼室	212
6.3.2.3 偏心ヘロン型燃焼室	214
6.3.2.4 特殊形状型燃焼室	214
6.4 第6章のまとめ	221

## 第7章 希薄燃焼エンジンの新概念ト

およびその実験的検証	223
7.1 まえがき	223

7.2 希薄燃焼エンジンの新概念ト	227
7.3 噴霧の飛散方向制御可能な燃料噴射弁 SPCI の開発 およびその基本的な特性調査	228
7.3.1 空気流速, 空気噴口	229
7.3.2 高速応答性	233
7.3.3 噴霧の飛散方向の可制御性	236
7.3.4 燃料微粒化特性	238
7.3.5 空気噴流の流量およびその漏れ流量	242
7.4 SPCI 装着の希薄燃焼エンジン	242
7.4.1 エンジン装着用 SPCI	244
7.4.2 列型エンジンによる希薄燃焼実験	247
7.5 第7章のまとめ	256

## 第8章 結 論

参考文献	267
記号	279
謝辞	288
研究業績	289

# A Study on Intake Airflow and Air-Fuel Mixture Formation in an Internal Combustion Gasoline Engine

## Abstract

### Chapter 1

The background and the purpose of the study were described in chapter 1.

Recently, much improvement in internal combustion engine (IC engine) performance has been achieved, especially of a premixed type lean-burn gasoline engine. This type of engine has low fuel consumption and NO<sub>x</sub> emission owing to its adequate fuel mixture formation in the cylinder by matching fuel injection timing and location with the intake airflow. However, the exhaust emission regulations for IC engines are becoming increasingly strict, and drastic improvements in incylinder combustion or post disposal of NO<sub>x</sub> and hydrocarbon HC emissions etc. from combustion chambers are necessary for environmental protection, and economizing on energy. It is difficult to develop these new engines by trial and error, and informations of complicated incylinder phenomena are indispensable to engine designers.

Recent improvement in laser and computer technology afforded the possibility of analyzing incylinder phenomena; especially engine intake airflows were measured by LDV (Laser Doppler Velocimetry) and simulated by supercomputers. However, the LDV data are not sufficient to design new engines, and the calculated results have lack of experimental inspections.

Informations of incylinder air-fuel mixture is also important as well as intake airflow. The fuel mixture formation has effects on the ignitability and restriction of engine knocking. This is because gaseous fuel is distributed to be partial, not homogeneous, even at spark timing in compression stroke. Though there are several reports dealing

with the fuel mixture formation phenomena, they are not enough to understand the mixture formation process for improving engine performances.

The purpose of the present research is to develop a new measuring system for supplying information of fuel mixture formation, examine CAE (Computer Aided Engineering) of IC engines, obtain a new information of the relation between fuel mixture formation and intake airflow, offer a new concept of a lean burn gasoline engine, and investigate the concept by experiment.

## Chapter 2

A new system (Fig.2-2) provides a simultaneous measurement of fuel droplet velocities and sizes. They are most important parameters for almost all combustors with a liquid fuel injector, including IC engines. The measurement techniques with a probe inserting into a flow field are not appropriate because of disturbances produced in a measured field, and difficulties of applying to an internal flow in a complicated configuration chamber at high temperatures or high pressures. The recent advance of laser techniques is very effective to such a measurement.

Some of the particle-size measuring systems recently developed are white light systems, the top-hat systems, the LDV fringe visibility technique, the phase Doppler particle analyzer, and the system in which the number of Doppler burst waves is used to correct the effect of different particle trajectories in a measuring volume. In the present study, the scattered light intensity technique by Maeda was adopted because it only requires an additional processor to a conventional LDV optical system.

A droplet size analyzer (Fig.2-3) was devised, which can measure the scattered light intensity of fuel droplets and the number of Doppler burst waves. Spherical particles of the same size have various scattered light intensities  $I_p$  depending on their trajectories in the measuring volume, because the light intensity has a Gaussian profile in the volume where two incident laser beams cross (Fig.2-1). The number of Doppler burst waves  $N$  is used to correct this effect. A droplet passing through the center of measuring volume produces many burst waves and a large  $I_p$ , whereas a droplet passing near the volume edge gives only a few burst waves and a small  $I_p$ . The droplet size can be

determined from the  $I_p$  and  $N$  data in an  $I_p$ - $N$  map.

The calibration test for an  $I_p$ - $N$  map was performed to clarify the relationship between the droplet size and  $I_p$  and  $N$ . Calibrated lines for droplet sizes (Fig.2-11) were established by comparing the  $I_p$ - $N$  results by the LDV system with those by the immersion-microscope method with a Berglund-Liu type aerosol generator. In the region with small  $I_p$  and  $N$ , calibration lines approach one another, where those for larger droplets are steep. The small region in  $I_p$ - $N$  map was modified for accurate droplet size measurements, since a slight error in  $N$  would have a major effect on the measurement of droplet diameter (Fig.2-16). Then, it is found that the calibration lines arranged in the small  $I_p$ - $N$  region give a proper droplet size distribution without selecting particles with some diameters, because the droplet size distributions measured by the LDV system agree with those by the immersion-microscope method (Fig.2-17).

16-bit velocity data from the frequency counter of the LDV and 16-bit droplet size data (upper 8-bit for  $I_p$  and lower 8-bit for  $N$ ) from the droplet size analyzer are individually led to a FIFO (Fast Input Fast Output) memory (Figs.2-2, 5, 6). Each data is switched over in turn by multiplexer in the FIFO circuit box and goes to the memory of microcomputer by 16-bit parallel DMA (Direct Memory Access) transfer. Therefore, a set of data (4-channel prepared for the other 2 data) can be memorized at a maximum speed of  $1 \mu s$  because each FIFO memory stores 16 data at this speed. In continuous processing, however, the developed system can only accept them in  $10 \mu s$  because of the restriction of DMA transfer speed from the FIFO memory to the microcomputer. Therefore, data sampling, analyzing, printing out the results, and storing them in a disk memory can be done automatically.

The newly developed simultaneous measurement system of fuel droplet sizes and velocities can correctly measure droplet sizes and SMD (Sauter Mean Diameter) within the error of  $5 \mu m$  for droplets with a diameter up to  $120 \mu m$ .

This system was applied to two combustion flow fields (Fig.2-15) produced by actual fuel spray nozzles that provide relatively small droplets of light oil. One of them was realized by an air-assisting type fuel injector with a swirler (Fig.2-14). This swirler supplies air with a tangential velocity component. The other combustion field was produced by the injector without swirler (Fig.2-14). The purpose of the measurements is to examine the validity of the developed system, give new informations: e.g. temporal

and spatial variations of the droplet size distributions in the combustion field, the relation between the droplet behavior and the produced combustion flow field, and the effect of the swirler. Simulation of fuel droplet evaporation was performed using the experimental result to understand droplet behaviors at high temperatures. The following results were obtained.

Concerning fuel droplet size distribution in a combustion flow field, the initial droplets of the air-assisting type fuel injector consist of smaller droplets with a size distribution similar to the Nukiyama-Tanasawa model (Figs.2-17, 24). This initial droplet distribution changes rapidly at high temperatures, since smaller droplets evaporate more quickly than larger ones (Figs.2-20, 21, 29). Therefore, the number of smaller droplets decreases, while that of larger ones increases, compared with the initial droplet distribution. Further downstream, the larger droplets begin to evaporate, reducing their size and increasing the relative number of smaller droplets.

Concerning SMD variation in a combustion flow field, the SMD becomes larger than the initial one for the same reason as the above-mentioned (Figs.2-20, 21). This study shows that the SMD reaches a maximum value about 10–15  $\mu\text{m}$  larger than the initial one in both combustion flow fields (Fig.2-27). It then decreases due to evaporation of larger droplets and its reduction rate increases until all the droplets suddenly disappear. Downstream of the fuel injector, the spatial number density of fuel droplets decreases exponentially (Figs.2-22, 28).

The range of droplets in the burner with swirler injector is more limited than in the burner with no-swirler injector, where fuel droplets can be found further downstream (Fig.2-21). This is due to the fact that fuel droplets in the former change into gaseous state earlier. This accounts for the higher temperature field in the swirler-equipped burner than the no-swirler one by about 100 K. Therefore, the swirler injector is better for this burner since it supplies smaller fuel droplets with temporal and spatial stabilities.

### Chapter 3

The developed system for fuel droplet size and velocity measurements was applied to

the spray (Fig.3-2) of EFI (Electronic Fuel Injection) injector in chapter 3. Although the behavior of a liquid fuel spray has much influence on air-fuel mixture formation in an IC engine, the information on it is not sufficient, even on the EFI's spray in open space. Therefore, the spray structure of a normal EFI injector of a pintle type used in an automobile was investigated in detail by the developed LDV system in the first half of this chapter. In the second half, the behavior of the EFI's droplets in intake valve annular passage was studied in steady flow state (Fig.3-26), since there were hardly any reports about it.

For the temporal information on the EFI's droplets, the developed LDV system has the circuit to measure arrival time of droplets (Figs.3-8, 9, 10), which was also developed in the present research. Therefore, the modified LDV system can measure a set of droplet size, velocity, and arrival time, which is temporally stored and fed into a microcomputer memory.

The range where the size of droplet diameter can be correctly measured was examined, using five groups of polystyrene latexes which were classified in size (Fig.3-3). Because the measuring volume of the LDV system is not so large compared with the size of the EFI's fuel droplets. Consequently, it is found that the LDV system gives accurate droplet sizes up to 250  $\mu\text{m}$  diameter. However, for the droplets larger than 250  $\mu\text{m}$ , their scattered light intensities are affected by the size of the LDV measuring volume.

On the other hand, the Ip-N map for droplet sizes can not be established with gasoline droplets because of no liquid suspending them in the immersion-microscope method. Instead of gasoline fuel, diethylene glycol monoethyl ether, whose refractive index is the same as that of gasoline, was used in the test (Fig.3-5), because the scattered light intensity is influenced by the droplet refractive index. As a result, it is found that the gasoline droplet sizes were correctly calculated from the calibration lines (Fig.3-6), and also the SMDs were well measured by the present system (Fig.3-7). The following results of the EFI's fuel droplets were obtained.

The early droplets in the center of the spray pass through the measuring point at high speeds (Figs.3-13, 15, 17). The velocities of droplets coming after them are slower because of decrease in the fuel injection pressure when the injector nozzle opens. The droplets coming shortly after those slow ones have again high velocities, since the fuel



pump of the EFI system recovers the fuel injection pressure to a required value. After that, velocities of fuel droplets decrease gradually, and the droplets entrained by the surrounding airflow pass through the point. The sizes of the droplets injected early range widely from small to large ones, and the late injected droplets consist chiefly of small ones (Figs.3-14, 18). Therefore, the correlation between droplet sizes and velocities appears not near the fuel injector, but downstream of the injector, because the velocity of a small droplet is immediately decelerated compared with a large droplet (Figs.3-19, 23). This phenomenon is also confirmed by a simple calculation, in which only drag force acts on a flying droplet.

The EFI's droplets near the edge of the spray have smaller velocity and size than those in the center, and the correlation between droplet sizes and velocities also appears at the spray edge (Figs.3-13, 14).

Gasoline droplets in the intake valve annular passage were studied by the LDV system, which is modified by changing one-color to two-color system, where a set of droplet sizes, two velocity components, and arrival time data can be acquired (Fig.3-24). Gasoline fuel was injected into the intake valve tulip in the swirl port (Fig.3-26). In most of the recent gasoline engines, fuel is injected toward an intake valve for better cold engine-startability and acceleration performances. However, the optimum fuel injection direction and timing have not yet been clarified. In this study, fuel was injected through the swirl port into part of the valve tulip, which is located nearest the cylinder wall. The measuring points were located at the center of the intake valve annular passage. The air flow rate and the fuel amount per one fuel injection are 12 g/s and 10 mm<sup>3</sup>, respectively, which simulates a lean-burn gasoline engine running at 1200 rpm, half loaded, air-fuel ratio of 25, and fuel injection start/end timings of 60/90° crank angles after a suction top dead center. The following results were obtained.

Fuel droplets come from the confined intake valve annular periphery into a cylinder (Fig.3-29), and are not affected by the airflow so much, because the fuel injector is located downstream of the intake port and almost all fuel directly impinges on the valve. Therefore, large droplets which are observed in the central spray region in open space, reach the middle of the droplet passage at the intake valve periphery, while small ones at the spray edge go to both edges of the droplet passage (Fig.3-30). The fuel droplets reflected on the intake valve tulip went forward, and most of them were

observed to have impinged and to attach themselves to the glass cylinder wall. In an actual engine, they would evaporate due to heat transfer from the cylinder, and the gaseous fuel would be carried by in-cylinder flow. If other injection points had been selected, the manner of droplet entering would have been quite different from the present one. Fuel injection point was found to be a very important factor for fuel mixture formation in a cylinder.

FVF (the fuel volume frequency of droplets) was calculated at every space and time interval, from moving-averaged droplet diameters, PRs (Passage Rate of droplets), and the droplet arrival time after injection (Fig.3-31). The FVF shows a peak, because high SMD and PR regions coincide, and the duration of droplet entering is very short.

## Chapter 4

The presently developed LDV system was also applied to a spray in two intake ports in chapter 4. The purpose of this study is to investigate the effects of intake port configuration and fuel injection location on fuel droplets at an intake-valve annular passage. The droplet entrance manner into a cylinder greatly affects the engine performance. Two intake ports were employed for research on the port configuration effect: a straight port which generates a weak swirling flow in cylinder, and a swirl port which generates a strong swirling flow (Fig.4-1). Gasoline fuel was equally injected to both intake ports from 100 mm upstream of each intake valve.

Gasoline droplet sizes, three velocity components (two velocity components can be acquired simultaneously), spatially passage rates PR, and arrival time were measured at the intake valve annular passage. The measuring points were located at the center of the intake-valve annular passage. The air flow rate and the fuel amount per one injection are 12 g/s and 10 mm<sup>3</sup>, respectively, simulating a lean-burn engine running at 1200 rpm, half loaded, air/fuel ratio of 25/1, and fuel injection start/end timings of 60/90° crank angle after a suction top dead center same as the case of chapter 3.

SR (swirl ratio) of the straight port is 1.3 (Fig.4-11) by the measurement with the vane type steady swirl rig stand (Figs.4-3, 4). A straight port has a higher volumetric efficiency than that of the swirl port, though it generates a weak swirling flow in a

cylinder (Figs.4-9, 11). The swirl port has a SR of 2.9, generating a strong swirl flow which is considered to effectively improve the engine combustion performance at low engine speeds. The following results were obtained for these two intake ports.

For straight port, fuel droplets come from the confined valve periphery, though there exist no droplets on the intake port side (Fig.4-13). The PR increases at two locations. The droplets enter radially from the valve stem because the tangential velocity component around the valve is very small. The SMD in the middle of the droplet entrance region are large (Fig.4-14). The droplet entrance durations into the cylinder are longer at low PR points than those at high PR points. There is no correlation among the PR, the SMD, and the velocity profiles. Almost all the droplets at the edge of the entrance region have small diameters of less than  $100 \mu\text{m}$ . For the straight port, fuel droplets enter from a broad valve curtain, resulting in a flattened FVF profile compared with that of the swirl port (Fig.4-15).

For swirl port, compared with the straight port, fuel droplets come from a narrower entrance region around the valve periphery (Fig.4-16). A single PR peak is observed. The droplets have the higher tangential velocity component around the valve than those of the straight port. Therefore, the velocity vectors in the horizontal plane are formed at off-axis of the valve stem. Most of the droplets were observed to have impinged and to attach themselves to the cylinder wall. The SMD is smallest at the highest PR point, increasing on both sides of the point (Fig.4-17). The droplet size distribution at the extension of the upstream flow direction is mainly composed of large droplets with about  $150 \mu\text{m}$  diameter (Fig.4-17,  $\theta = 75^\circ$ ), and these droplets enter for the longer duration than those at the other points. The FVF peak of the swirl port is higher than the two peaks of the straight port, because the droplet entrance region of the swirl port is narrower than that of the straight port (Fig.4-18).

The droplet mean velocities and PRs were also investigated under the condition that the airflow rate is increased to twice ( $24 \text{ g/s}$ ) for the two ports (Fig.4-19). The droplet entrance regions are narrower than those of a half airflow case. The PR peak in the straight port case is changed compared with the half airflow result, which is due to the high speed airflow and the increased droplet inertial force. The droplet velocity vectors are nearly twice of those in the half airflow case. It can be considered that the PR profile in an actual engine with such a straight port varies with the progression of

a crank angle.

The SMD in the case of fuel injection into the valve tulip is the largest near the high-PR region (Fig.3-30), which is different from the upstream injection result of the swirl port. Another important difference is recognized in the droplet entrance time at the valve annular passage. The droplets first appear in the cylinder about  $6 \text{ ms}$  after the fuel injection (Fig.3-31), whereas it takes about  $13 \text{ ms}$  after the injection in the upstream fuel injection cases (Figs.4-15, 18). The difference of  $7 \text{ ms}$  indicates the fuel entrance lag of about  $50^\circ$  crank angle for an engine running at  $1200 \text{ rpm}$ , which remarkably affects the fuel mixture formation process in the cylinder.

The differences in the droplet entrance manner at the intake-valve annular passage in the above-mentioned cases can be accounted for by the interaction between the airflow in the ports and the droplets. In general, small fuel droplets are more easily blown away by airflow than larger ones. However, once large droplets begin to move, it is moved on forward due to its large inertial force. In the straight port case, the smaller droplets in the spray are carried toward the intake valve by the main intake airflow. However, they are divided into two streams because the valve stem becomes an obstacle. Two PR peaks are therefore formed, which are composed of many comparatively small droplets. On the other hand, the large droplets in the spray appear on the extension of the upstream airflow direction, where a large SMD and low PR region is found. In the swirl port case, the valve stem does not divide the cluster of droplets into two, because one side of the port-wall extends toward the valve stem. Therefore, a single PR peak is seen in the main airflow direction with the large droplets on the opposite side of the intake port. The large droplets cannot be carried fast by the airflow. Therefore, they enter the cylinder later than the small droplets for both straight and swirl ports.

## Chapter 5

CAE (Computer Aided Engineering) of engine intake airflow was studied in chapter 5. Such a steady flow rig stand as was reported by Pishinger is used to design an intake port configuration, which can generate a required swirling flow in a cylinder and has a sufficient volumetric efficiency. However, it takes long and costs much to develop an

intake port with the stand, because a molded engine cylinder-head for the test can not be easily fabricated. Therefore, the CAE technology has potential to save time and cost, and will be useful because it provides more information, which advances to analyze unsteady intake airflow.

Numerical simulation of engine intake airflow was first done by Gosman in 1975, who calculated two dimensional incylinder flow. After that, many researchers have studied incylinder airflow; early works about it in Japan were carried out by Adachi et al. and Komiyama et al. Owing to recent advance of computer technology, especially of supercomputers, large-scale three dimensional calculation of this complicated flow is becoming practical. Some reports of engine airflow by supercomputers have been published. However, most of those papers do not mention the accuracy of the calculated results, but explain only their numerical method and the calculated phenomena. Simulated results must be essentially evaluated in comparison with experiment for the CAE, since the complicated engine intake flow with separation has no theoretical solution. There were scarcely any reports like this.

Therefore, the capability and evaluation of the CAE of engine intake airflow instead of the steady flow rig stand is investigated in detail in chapter 5. Model engine cylinder-heads, with surface roughness and configuration of the intake port as parameters, were used to clarify the evaluation by experimental measurements (Table 5-1). The intake valve of the model cylinder-head was located in the center of cylinder, and the intake port has a diameter  $D$  of 23 mm and bends by its radius of curvature  $R$  just upstream of the intake valve (Figs.5-1, 3). Four intake ports with ten point averaged roughness of 0, 64, 86, and 172  $\mu m$ , and three intake ports with  $R/D$  of 1.0, 1.5, and 2.0 were made for the present study. Airflow rates, pressures on the intake port and cylinder walls, velocities and turbulence were measured in the experiments. Velocities were measured by LDV and turbulence in the steady flow were evaluated by standard deviation of the velocities.

Numerical predictions of steady intake airflow were carried out by the numerical simulation code FIRE3D (Flow In Reciprocating Engine in 3-Dimensional), which was developed in Toyota Central Research and Development Laboratory. This code employs the law of the wall as boundary conditions, the standard  $k-\epsilon$  model for turbulence, and ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) method to calculate unsteady airflow in an actual

engine with moving boundaries like a piston and an intake valve.

Intake port plays two important roles in engine performance. One is the quantity of airflow; that is volumetric efficiency of suction air. It is very important for maximum power of an engine at full load and high engine speed. The other is the quality of suction air; that is swirling flow and turbulence in a cylinder. Swirling flow transports fuel vapor and makes fuel mixture formation in a cylinder, which is very important for low emissions and low fuel consumption of an engine at partial load and low engine speed. Lean burn gasoline engine depends on fuel mixture formation in a cylinder. Turbulence has much effect on burning velocity, and rapid burning is indispensable to a lean burn engine. Therefore, intake airflow was investigated from the two aspects: quantity and quality of airflow for its CAE in chapter 5.

Comparing the calculated results with the experimental ones, the following results were obtained. Airflow rate decreases as surface roughness of intake port increases (Fig.5-6), and the intake port with smooth surface of 0  $\mu m$  (ten point averaged surface roughness) has 7% higher volumetric efficiency (lower friction loss) than the intake port with rough surface of 172  $\mu m$ . This experimental result was very valuable for engine designers, because they did not know quantitative effect of surface roughness on airflow rate. Numerical calculation, on the other hand, could also give such effect of surface roughness and predicted airflow rate within the error of 5%.

For the parameter of intake port configuration, the experiments show that airflow rate decreases as a curvature of intake port becomes large, and airflow rate rapidly decreases in the port of  $R/D < 1.5$  (Figs.5-7, 8). Numerical calculation produced the phenomena similar to the experimental one, and predicted flow rate which also agreed with the experimental one within the error of 5% (Fig.5-7). However, the rapid decrease in airflow rate for an intake port of  $R/D < 1.5$  could not be seen in the numerical simulation.

Velocity vectors as quality of intake airflow were correctly predicted; especially the flow in the intake port agreed with the results by LDV measurement within the error of 5% (Fig.5-11). Incylinder flow was also predicted approximately within the error of 10% (Figs.5-13, 14). However, the calculated air jet from the intake valve annular passage was lower than the experimental one by 10-30% (Figs.5-11, 12). It affects the size of ring vortices (circulating flow) in the cylinder; that is, the predicted size is

smaller than the experimental one. The influence of the air jet is reflected in pressure distributions on the cylinder wall, into which the air jet impinged (Fig.5-17). The intake port of  $R/D = 1.0$  (large curvature) makes smaller circulating flow (Fig.5-16) than that of the intake port with  $R/D = 2.0$  in the cylinder below the intake port.

The reason for the discrepancy between the measured and predicted velocities was investigated from three points of view: computational grid size (Fig.5-20), finite difference scheme of convection terms in the Navier-Stokes equations (Fig.5-21), and turbulence model (Figs.5-22, 23). For a computational grid with more than 50000 elements, the calculated results are not affected by computational grid size and finite difference scheme of the convection terms. Fluctuations of three velocity components at the LDV measuring point, where the air jet comes into the cylinder through the intake valve annular passage, indicate that turbulence is not isotropic and the turbulence kinetic energy calculated from their standard deviations is larger than the predicted one. Therefore, it is found that the application of the standard  $k-\epsilon$  turbulence model to the air jet with separation at an intake valve is not appropriate. However, the calculated distributions of the turbulence kinetic energy in the cylinder qualitatively agree with the measurement.

## Chapter 6

A lean burn gasoline engine is one of the low fuel consumption and low emission engines, which will pass the strict emission regulation in the future. There are two types of lean burn gasoline engines; one is a direct fuel injection stratified charge engine (DISC engine) and the other is an engine of homogeneous fuel mixture type. Various DISC engines were studied and their performances were reported. However, this type of engine has difficulties in fuel mixture formation for all the driving conditions: engine speed and load. There are no DISC engines which were successfully put on the market. A homogeneous lean fuel mixture engine, on the other hand, is somewhat easier than a DISC engine, and many engines of this type had been developed, especially for the engine with a fuel injector located upstream of intake port. It is also found experimentally that the formation of homogeneous fuel mixture in a cylinder is

difficult for an engine with a fuel injector located near the intake valve. Sufficient lean burn was not established in a homogeneous fuel mixture engine and its lean burn limit did not reach more than the air fuel ratio  $A/F$  of 20. Accelerability of a homogeneous type lean burn engine is not enough too, because a fuel injector is usually located far away from a combustion chamber and it takes long for fuel to come into a cylinder. For both types of lean burn engines, the understanding of fuel mixture formation in a cylinder is important.

Fuel mixture formation process in a cylinder of a homogeneous-type lean burn engine was predicted in chapter 6 by the FIPE3D code, which was modified from the base code mentioned in chapter 5. The gasoline droplet information by LDV measurement in chapter 3 (Fig.6-3) was used as the fuel conditions at the inlet boundary of intake valve annular passage (Fig.6-1). Therefore, the FIRE3D program was modified to deal with liquid and gaseous fuel, where the intake valve and the piston were also in motion. Fuel mixture formation depends on in-cylinder flow in intake and compression processes. Airflow in intake process is determined by intake port configuration, and airflow in compression process is determined by combustion chamber configuration. The former is a swirling flow and the latter is a squish flow. From the point of low exhaust emissions, especially low  $NO_x$  emission, the effect of combustion chamber configuration on fuel mixture homogeneity was studied in chapter 6.

Intake airflow, fuel droplets and fuel vapor were given at the inlet boundary, and the fuel mixture formation was calculated in the combustion chamber of pancake type in intake process (Fig.6-6). The calculated result at the end of the intake period was transferred into four types of combustion chamber: pancake, Heron, off-axis Heron and complicated chambers (Fig.6-7), and their fuel mixture formations were calculated in the compression process. The following results were obtained.

Fuel mixture formation process in a lean burn engine, the bore and stroke size of which were 83 and 85 mm and the fuel injection timing was from  $60^\circ$  to  $90^\circ$  crank angle CA after the top dead center TDC under the engine condition of half load and 1200 rpm, was simulated by numerical calculations (Table 6-3). The following results were obtained.

Most of fuel droplets from the intake valve annular passage impinge on the cylinder wall and a few droplets of very small size were transported by an in-cylinder swirling flow

(Fig.6-9). The droplets attached to the cylinder wall began to evaporate immediately and the vaporized fuel is transported by intake airflow. Although liquid fuel droplets were observed at 90° CA after the TDC, no droplets were seen at 150° CA. The fuel vapor was carried along the cylinder side wall by the lateral swirling flow, which was introduced by the velocity vectors of intake air at the inlet boundary. The fuel vapors were hardly transported toward the center of cylinder by convection. The movement of rich fuel vapor indicates that the swirl ratio of the incylinder flow was about 2.7 and agreed with that of the intake port which gave the velocity profile at the inlet boundary.

Fuel mixture distribution at the end of compression process was not homogeneous in the combustion chamber of pancake type (Fig.6-11), the squish flow was not generated in the cylinder and the swirling flow became simpler during the compression stroke. More rich fuel mixture in the Heron-type combustion chamber was carried up to the center of the combustion chamber by axisymmetric squish flow than pancake-type (Fig.6-12). However, the squish velocity was not large enough to promote fuel mixture homogeneity because the squish area is narrow. The off-axis Heron-type combustion chamber has wider squish area than that of the Heron chamber, and generates an asymmetric squish flow. Therefore, its fuel mixture was distributed more homogeneously by the strong squish flow than those of pancake and Heron types (Fig.6-13). Fuel mixture distribution in the complicated combustion chamber, on the other hand, was the most homogeneous (Fig.6-14).

The reason for the best fuel homogeneity in the complicated combustion chamber is in the piston cavity, whose side wall extends near the cylinder wall at two locations. Therefore, the rich fuel mixture at the cylinder side wall easily entered the piston cavity and was dispersed extensively in the cavity by two complicated vortices. From the numerical study, a strong squish flow and early introduction of rich fuel to the complicated piston cavity are the most effective factors to improve homogeneity, especially for the engine with lateral intake swirling flow. The other method for fuel mixture homogeneity is probably to generate vertical or inclined (tumbled) intake swirling flows in a cylinder and to utilize the combined effect of swirling and squish flows.

The calculated results were also compared with the experiment by Ozasa et al. (Fig.6-17). The calculated histories of fuel mixture concentration at the location of

spark ignition, where gas sampling was carried out, agreed with the measurement. It indicates that the numerical simulations in chapter 6 was not hypothetical.

## Chapter 7

A new concept of a lean burn gasoline engine was proposed, which is not a DISC type but a homogeneous fuel mixture type. This concept is as follows. Gasoline fuel is injected upstream of an intake valve, and the fuel atomization is improved by air jet which laterally impinges on the fuel (Figs.7-19, 20). Moreover, the air jet is emitted to a cylinder, where suction process is in progress. Therefore, small fuel droplets enter a combustion chamber through the wide circular region of intake valve annular passage, so that they evaporate rapidly. Homogeneous fuel mixture is sure to be made at the end of compression process, when the spark ignition occurs. Small fuel droplets directed to an suction-stroke cylinder by air jet are also quickly carried away to the cylinder with the assistance of intake airflow. It improves the acceleration performance and the startability of engine. If the fuel injector, which controls the fuel flight direction and improves its atomization, supplied every cylinder of in-line engines with the same amount of fuel, it could improve a lean burn limit owing to decrease in incylinder pressure difference among the cylinders, which decreases torque fluctuations of engine, and give low NOx emission.

The fuel injector for the new lean burn gasoline engine was developed and were investigated its fundamental characteristics. The injector called SPCI (Spray Pattern Control Injector) is composed of a commercial EFI injector (Figs.7-17, 18), four air-jet nozzles with its outlet diameter of 1 mm and a rotary valve to switch over the air jet. A rotary valve could control air jet at a high speed, whereas an electromagnetic valve was short of control speed. The rotary valve of the SPCI could correctly alter the spray flight direction at an engine speed of 9400 rpm (Fig.7-9). The air-jet volume from the rotary valve to the air-jet outlet must be diminished to improve controllability of the fuel flight direction, since the compressed air flow of the SPCI from a air-jet nozzle continues after the rotary valve switches over to another air-jet nozzle. The following characteristics of the SPCI were obtained.

The flight direction of the fuel spray can be calculated by momentum conservation of fuel and air jet, which moves in the same direction and at the same speed after their impingement (Figs.7-4, 6). It is very useful to design a SPCI, whose fuel spray carried away in the desired direction. The faster the air jet speed becomes, the wider the fuel spray spreads, and the spread of the spray becomes constant beyond the air-jet speed of 100 m/s (Fig.7-5). The manner of introducing the compressed air to the SPCI affects the fuel flight direction. It is found that the air introduced from a single point around the SPCI is not sufficient to control its flight direction and the introduction of air is needed at least from two points (Fig.7-11). Although fuel spray of the EFI injector without air impingement has SMD of 300  $\mu\text{m}$  and over, that of the SPCI is about 65  $\mu\text{m}$  with its compressed air of 40 kPa (gage pressure) (Fig.7-13). The higher the pressure of supplied air is, the smaller the SMD becomes; air of 80 kPa produces SMD of 50  $\mu\text{m}$  (Fig.7-14). Total flow rate of air jet at its supplied pressure of 40 kPa is 13.5 normal liters per minute, and the leak air is 0.5 normal liters per minute (Fig.7-16). It is important to give the effective fuel atomization and the spray flight control by as small amount of supplied air as possible, and the air jet of 40 kPa was found to be the best for the SPCI which has a commercial fuel injector and air nozzle of 1 mm diameter.

SPCI for a lean-burn gasoline engine was also fabricated to investigate the effect in the above-mentioned engine concept (Figs.7-17, 18). The SPCI was mounted in an intake manifold of a commercial four cylinder in-line engine (Figs.7-20, 21, 22), whose fuel injector was the single point injection type. Therefore, the four air-jet nozzles were placed in line, and the air jet was switched over in the same order as air suction of the engine: #1, #3, #4, and #2 cylinder. The rotary valve of the SPCI was synchronized with the engine revolution by connecting it to the engine cam shaft by use of a timing gear and a timing belt. An electronic circuit to control a timing of fuel injection, the duration of fuel injection (fuel quantity) and a spark timing for ignition were also made (Fig.7-23). The controller was driven by the signal of the rotary encoder which is connected with the engine cam shaft. The following results were obtained from the engine experiment.

The newly developed lean burn gasoline engine could run even at the air fuel ratio A/F of 24.6, 1200rpm and half load (Fig.7-24). Its fuel injection began at the suction

top dead center TDC, and the engine showed the best performance of lean burn limit. A lean burn limit was defined by the A/F when the fluctuation of engine brake torque became 2 Nm. The lean burn limit was affected by fuel injection timing, and the worst A/F limit was 19.6, which was observed at the fuel injection start of 90° crank angle (CA) after the TDC (Fig.7-24). Exhaust gas sampling from every exhaust manifold (Fig.7-26) indicated that the difference in A/F among the cylinders was the smallest for the fuel injection case of TDC, and the biggest for the fuel injection case of 90° CA after the TDC (Fig.7-27). Large difference in the A/F leads to large difference in combustion pressure and large fluctuation of engine torque. Although most of the fuel injected at TDC entered a cylinder owing to the air jet and suction airflow, the fuel injected at 90° CA was not completely carried into the cylinder which was in intake process, because the intake valve has been closed immediately after the fuel injection. The part of the fuel remained in the intake manifold, and entered the cylinder of the next suction process if the cylinder was located near the manifold: #1 and #4 cylinders for the engine. However, if the subsequent suction cylinder was far from the manifold: #2 and #3 cylinders, the remaining fuel could not enter the cylinder. Therefore, the air fuel mixture inside #1 and #4 cylinders became rich and those of #2 and #3 cylinders were lean for the fuel injection case of 90° CA. Exhaust emissions correspond to the A/F variation; that is, there is much NO<sub>x</sub> and a little hydrocarbon in #1 and #4 cylinders, while #2 and #3 cylinders show the opposite tendency (Fig.7-28).

Conclusions were described in chapter 8.

## 第1章 序 論

### 1.1 本研究の背景

自動車用内燃機関、とくにガソリンエンジンにおける近年の高性能化は著しい。材料、加工、電子制御技術の発展とその導入により低燃費、高出力、高応答性、高静粛性が達成されてきた。中でも酸素センサに代表されるような物理量のセンシング技術の進歩とそれをフィードバックしたコンピュータによる精密な各量のコントロールの果たす役割は大きい。しかし、今日の省エネルギー、地球環境保護の社会的要請に対し、現状のエンジン性能はまだ不十分であり、より一層の内燃機関の性能向上が要求されている。

エンジン性能を更に向上させるには、上述のセンシングやコントロールといった付加的デバイスによる方法や、材料や加工などの生産技術の向上による方法があるが、これ以外にも重要な課題として、現象面からみたエンジン内の燃焼そのものを改善する方法がある。非定常かつ高速に変化するエンジン内の現象は、空気流だけではなく蒸発を伴った多成分の混合油との混相流があり、さらに着火、燃焼、窒素酸化物 (NO<sub>x</sub>) や未燃炭化水素 (HC) といった排気ガス組成の決定など複雑な内容を包含している。そのため、これらの現象に関わる情報 (物理量) について、従来の計測技術では対応できず、その定量化はもちろん定性的な傾向さえほとんど分かっていない。従来のエンジン開発は、熟練技術者のもっぱら勘に頼った試行錯誤的な改良や適合 (マッチング) によってなされてきた。

そこで、この複雑なエンジン内の現象を把握し、それに基づいてエンジンの開発や改良を行うことが必要になってきた。そのためには実験的にも、数値的にもそれを解析する手段が必要である。最近の光、とくにレーザを用いた計測技術、およびコンピュータとその利用技術の進歩には著しいものがあり、これらは上記の複雑なエンジン内現

象に対しても、その解析手段として可能性がでてきた。ところで、一般の四サイクルガソリンエンジンにおける現象は大きく分けて、吸気、燃料噴射、混合気形成、着火、燃焼、排気の順に成り立っているが、この中でその現象解明に最も取り組み易い吸気流についてさえ、ようやくこのレーザ計測や数値シミュレーションが導入され始めた段階である。また、実験による計測では速度、圧力といった物理量の数に制限があり(測定は普通一変数)、空間および時間的な情報量についても、物体の形状等の問題によって光が導入できず、必ずしもいつも満足のゆくデータが揃うというわけではない。一方、数値シミュレーションの場合は得られる情報量が実験に比べてはるかに多いものの、計算精度の点で十分な検証を行った報告はほとんどなく、ましてエンジン開発に活用するに当たりその可能性さえ明確でない。したがって、エンジン内の現象に関して吸気流についてもいまだその詳細がよく分かっていない。

## 1.2 本研究の目的

本研究の目的は、ガソリン機関の吸気流とそれに続く混合気形成に的を絞って、これまでにない新しい知見を得るための計測装置を開発すること(第2章)、それを使って混合気形成に関する新たな情報を提供すること(第3章、第4章)、エンジン開発に対応できるCAE(Computer Aided Engineering)を目指し、計算結果の十分な精度検証を行ってその可能性を調べる(第5章)、第3章の実験データを基にシリンダ内混合気形成過程の数値シミュレーションを行い、低燃費、低NO<sub>x</sub>指向のリーンバーンエンジンにおけるシリンダ内の吸気流が混合気形成に及ぼす影響を調べる(第6章)である。さらに、ガソリンエンジンの混合気形成を積極的に操作することにより、低燃費かつ低有害排気成分を達成する新エンジンコンセプトを提案し、それを検討すること(第7章)である。

## 1.3 本論文の構成

本論文は以下のような構成になっている。第2章では、ガソリンや軽油燃料の噴霧を計測するための確立した手段がないこと、さらに実機レベルの環境下においてこれら燃料液滴の測定が従来不可能であったことから、この種の噴霧の粒径と速度を非接触かつ同時測定が可能な装置を開発し、その測定法について述べる。開発した装置は市販のレーザ流速計(LDV: Laser Doppler Velocimetry)をベースに改良したもので、LDVの測定体積部における燃料粒子の散乱光強度からMie散乱理論に基づいて粒径を決定し、粒子の測定体積部の通過位置による粒径補正を行っている。さらに、第2章では本装置の有用性を確かめるために、軽油燃料による二つの異なった噴霧燃焼場における液滴の大きさとその速度測定の結果についても論じる。燃焼場における噴霧の速度測定はLDVの原理からそれほど困難ではないが、燃焼場の粒径の変化についてはこれまでに報告例がなく、測定結果そのものが貴重な情報となった。さらに、測定した粒径データを基に噴霧の蒸発に関して考察を加える。

第3章では、第2章で開発した粒子測定装置を、ガソリンエンジンの電子制御燃料噴射装置(EFI: Electrical Fuel Injection)による燃料噴射弁(EFI弁)からのガソリン噴霧に活用した結果について述べる。従来、噴霧の粒径測定は主に液浸法(受け止め法)によって行われてきたが、この方法では時間・空間的な情報、特に時間についての情報が欠如し、詳細な噴霧構造が明らかにされていない。そこで、大気中に噴射されたEFI弁による噴霧の時間的・空間的な微細構造を研究した。一方、ガソリンエンジンの混合気形成は吸気バルブ通路における燃料噴霧の挙動に大きく左右されるが、これまでその詳細が明らかにされていなかった。そこで、さらに第3章では、実エンジンにおける燃料噴射時期の空気流を定常吸気流で模擬し、そこへEFI弁の噴霧を周期的に噴射して吸気バルブ近傍におけるガソリン噴霧の挙動を調べた。本章ではEFI噴霧を吸気バルブの傘部に向けて噴射した。EFIを有するガソリンエンジンの多くが、その始動性と加速応答性を向上するために、このような燃料噴射を行っている。

第4章では第3章をさらに進め、吸気流れ(具体的には吸気ポート形状)を変えた場合の吸気バルブ通路における燃料挙動についてその影響を調べた。これは最近、低燃



費と低 NO<sub>x</sub> の観点から希薄燃焼エンジン（リーンバーンエンジン）が注目されており、混合気が希薄なため燃焼速度を上げる目的で吸気流に旋回成分を付加している。この吸気流の旋回（以下スワールと呼ぶ）は、そのシリンダ内における旋回方向によって横スワール（旋回を中心軸の傾きがシリンダ軸に近い場合）、縦スワール（旋回軸がシリンダ軸に対して 90° 程傾いた場合）、さらに、斜めスワール（タンプリングスワールとも呼ばれ、横スワールと縦スワールの間にその旋回軸がある場合）に分類できる。本章では横スワールを強く与える吸気ポートと、弱い横スワールを与える吸気ポートについて、それぞれの流れがシリンダ内に流入する噴霧に及ぼす影響を研究した。吸気流の影響がよく現われるように、燃料を吸気ポートの上流 100 mm の位置に噴射した。また、このデータを第 3 章の吸気バルブ傘部に向けて噴射した結果と比較することで、燃料噴射位置を変えた場合の吸気バルブ通路の噴霧挙動の影響についても考察した。

第 5 章ではエンジン開発および現象解明のための支援技術として、エンジン吸気流を対象とした CAE (Computer Aided Engineering) の検討結果について述べる。現在、エンジン吸気系の開発においては、最初は定常流スタンドと呼ばれるスワールおよび空気流量の評価装置を使い、吸気流に及ぼす形状諸元をほぼ決定した後、実際のエンジン実験でその性能を確認している。その際、開発検討用の吸気ポート（シリンダヘッド）を鋳物もしくは金属加工によって製作し、これに若干の設計変更がある場合は手直しの追加工を施し、そのシリンダヘッドを定常流スタンドに設置して流れを計測している。この計測は短時間で行うことができるが、シリンダヘッドの製作に相当な時間と経費を費やすため、その短縮化ならびに経費節減が望まれている。そこで第 5 章では、この定常流スタンドに代わる吸気流の評価法として、数値シミュレーションによる CAE を検討した。

ところで、吸気流がエンジン性能に果たす役割は、流れの質と量の二面から捉えることができる。流れの質は大別して上述のスワール（マクロな流れ）と乱れ（ミクロな流れ）があり、これらは混合気形成および燃焼に大きな影響を及ぼす要素である。特に、スワールは混合気形成に、乱れは燃焼（速度）に影響を及ぼす。一方、流れの量は吸入空気量すなわち体積効率に影響し、エンジンの最大馬力や部分負荷性能の向上に重要な要素である。第 5 章ではこの流れの質と量の要素をエンジン吸気流の CAE のた

めの評価項目とし、検証実験による詳細な測定結果と比較検討した。なお、上述の定常流スタンドはこの流れの質（スワール）と量を評価している。本論文では吸気ポートの形状を変えて流れの質と量を変化させ、数値計算結果の実験検証を行って CAE の可能性、有用性を評価した。さらに流れの量に関して、実エンジンの吸気ポートの内壁には鋳物製法による中子の砂の大きさに起因した凹凸がついており、このポート内面粗さの影響についても調べた。エンジン設計者は、このポート内壁の粗さが体積効率に影響することを経験的に知ってはいたが、その程度が分からず、本論文の検証実験は興味あるデータを提供する。なお、流れの質の検証は LDV による速度計測で対応し、圧力や流量の測定も随時実施した。流れの計算は豊田中央研究所で開発された三次元、圧縮性、粘性流体解析プログラムを使用した。

第 6 章では、現状のエンジンよりもさらに低燃費、低 NO<sub>x</sub> 性能が期待されるリーンバーンエンジンの吸気流と混合気形成について述べる。低燃費化にはサイクル論的に空気標準サイクルがよく、そのためには比熱比が大きくなって理論熱効率が高くなる希薄燃焼が好ましい。また部分負荷運転時における必要量以上の燃料噴射は燃費の悪化につながり、このような運転時に希薄燃焼させると燃費は大きく向上する。一方、低 NO<sub>x</sub> 化に対しては、燃焼温度を低くしてサーマル NO<sub>x</sub> を抑えることが必要で、希薄燃焼はこの燃焼温度を下げる手段ともなる。この場合、着火性能が確保されていれば、つまり、点火栓の近傍に着火容易な混合気濃度があれば、シリンダ内には濃度分布のむらが少ない均一な希薄濃度分布が達成されていることが重要となる。部分的に理論混合気濃度に近い領域があるとそこから多量の NO<sub>x</sub> が発生するからである。したがって、混合気分布を均一化することは、希薄燃焼エンジンの一形態としてその長所を発揮する上で重要な課題となる。現在のエンジンにおける燃料噴射は、始動性能および加速応答性能向上のため、吸気バルブ傘部すなわちシリンダへの流入口に向かって噴射されている。これはシリンダに流入する燃料分布に偏りを生じ、そのため混合気の均一化はもっぱらシリンダ内に形成される空気流動に依存している。

つまり、これまでのところシリンダ内の空気流動を左右する手段は大きく分けて二つあり、吸気ポート形状と燃焼室形状である。前者は吸気行程においてシリンダ内に形成されるスワール流を決定し、後者は圧縮行程におけるシリンダ内の部分的な体積変化に伴う流れ（スキッシュ流と呼ばれる）を生ずる。しかし現在まで、これらの流れが

混合気形成にどのような影響を及ぼすか全く不明でブラックボックスの領域であった。そこで第6章では、混合気形成に及ぼすスキッシュ流の影響を数値シミュレーションにより調べた。なお、混合気形成過程の数値予測を行うにあたり、流れの速度ベクトルを精度良く予測する必要がある。これは流れによって運ばれる、噴霧（とくに微小粒径のもの）や気化燃料に対して影響が大きく、結果として、不正確なシリンダ内混合気分布を与える。第5章の検討はこの吸気流に対する予測精度の確認にもなっている。

ところで、混合気形成過程を数値的に解く場合、計算領域を規定する必要がある。吸気行程を伴う場合はその流入境界において空気だけでなく噴霧燃料、および気化燃料の境界条件が必要になる。汎用性が高く、エンジン諸元の変化にも柔軟に対応できる。混合気形成過程の数値予測は、噴射弁出口で燃料のデータを与えれば、計算領域中のどこに噴射弁を設置しても、噴射弁から出た噴霧の分裂、合体、壁面衝突による付着と反射、さらには蒸発といった過程を自由に計算できることである。これは燃焼に到達するまでのエンジン内部流の数値予測による現象解析法では究極に近いものであるが、今のところ上記の各過程のどれも満足なモデルがない。そこで第6章では、第3章の吸気バルブ通路部の噴霧データを基に、第5章のプログラムを改良してシリンダ内の混合気形成過程を予測した。三次元流体解析プログラムに、噴霧、ガス化燃料が取り扱えるように改良を加えた。ここでは特に低NO<sub>x</sub>化の観点から、燃焼室形状を変えた場合のシリンダ内流れの変化が、混合気の均一化に及ぼす影響について調べた。そしてスワール、スキッシュの効果、さらにはそれらの複合効果を分離し、混合気の均一化を図るためのそれぞれの重要度を評価して、設計に役立つ情報を提供している。

第7章では、希薄燃焼エンジンでこれまでに報告例のない形態、すなわち空気噴流を使って外部から積極的に混合気形成に影響を及ぼすエンジンコンセプトを提案する。これはシリンダ内混合気の均一化を促進することに基づいている。そのためには、吸気バルブの限られた領域だけから燃料が流入するのを避け、燃料噴射弁がある程度上流に位置する必要がある。ただし、あまり上流すぎてもアクセルと連動したエンジンの応答性が悪化する。また、混合気の均一化を進めるには燃料の早期蒸発が必要で、そのためにはガソリン噴霧の粒径は小さい方が望ましい。従来のガソリンエンジンの燃料噴射圧力は高々400 kPa程度であり、このままでは燃料噴射圧力による微粒化はほとんど期待できない。燃料の高圧力化による微粒化は燃料噴射系の大幅な改造、した

がって、コストアップが避けられない。そこで次のような新しいコンセプトを提案する。エンジンの吸気バルブよりも少し上流に燃料噴射弁を配置し、その燃料に横から空気噴流を衝突させて、効果的な燃料の微粒化を達成するとともに、吸気行程中のシリンダ方向にこの燃料微粒を飛散させ、流入時間の遅れを防止して始動性および加速応答性能を維持した低燃費、低NO<sub>x</sub>のリーンバーンエンジンである。また、本エンジンは燃料に空気を衝突させその飛散方向が変えられるため、燃料噴射弁の本数を減少して低コスト化が期待される。

第8章では本論文をまとめた形で結論を述べる。

## 第2章 噴霧の粒径・速度同時測定装置の開発 および噴霧燃焼場の計測

### 2.1 まえがき

ガソリンエンジンの燃料の挙動は、吸気行程に続く混合気形成過程を支配し、その後の燃焼性能と深く関わるため、今日のエンジン開発にとってこれを解析することは重要な課題になっている。ところが、エンジン内の燃料は、燃料噴射弁から噴射された直後の液柱状態、大小さまざまなサイズの液滴状態、それらの分裂、合体、壁面に衝突し付着または反射するもの、吸気流の干渉を受けて流されるもの、更に蒸発した気化燃料まで含めると、その経緯により様々な状態と挙動を呈する。この中で、吸気行程のエンジンシリンダ内の混合気形成過程を支配するのは、壁面付着流および燃料液滴（噴霧）である。これは蒸発した微量の燃料に比べ液状燃料は量が多く、シリンダ内の混合気濃度分布に及ぼす影響が大きいためである。

吸気ポート内の燃料の壁面流について、エンジンを模擬した定常流実験による検討（例えば[1]）がある。しかし、実エンジンの、しかもシリンダ内の高温、非定常な空気流動を伴う環境下での挙動は現在ほとんど解明されていない。一方、噴霧の挙動はこの壁面流よりもさらに面倒で、これはガソリン噴霧の計測が非常に困難なこと、さらにそれが高温かつ非定常流の中で蒸発により、大きさおよび速度が変化するためである。特に、噴霧は吸気流の影響を強く受け、小さなサイズのものは対流によりその位置を変える。このため壁面に衝突しそこに付着した燃料のように、衝突位置の近傍からその大半が蒸発し気化するとは限らず、移動による空間的な混合気分布への影響が大きい。

そこで第2章では、この燃料噴霧の大きさと速度を同時に測定できる装置の開発を行う。更に、本章の後半では、開発した装置を噴霧による定常拡散燃焼場の噴霧計測

に適用した。燃料噴射弁が異なる二つの燃焼場における燃料液滴の挙動を調べ、本装置の有用性を評価するとともに、燃焼場における噴霧の新たな情報の提供を図る。

## 2.2 粒子計測について

エンジンにおける噴霧の粒径・速度の同時測定装置を開発するにあたり、粒径と速度のそれぞれの測定法について今までに報告されているもの、また装置化されているものを調査した。まず最初に噴霧の速度測定法について、粒径・速度の同時測定装置としてその可能性が最も高いのは、レーザドップラ流速計 (LDV: Laser Doppler Velocimetry) (例えば [2]-[4]) である。近年の光を使った計測、特にレーザの発明に伴って開発された LDV は、流れ場を乱すことなく非接触測定が可能のため様々な流体場の速度測定に活用されている。一般的な LDV 計測では流れ場の中にトレーサ粒子を混入し、その粒子のレーザ光によるドップラ信号から粒子速度を求めている。したがって、トレーサ粒子が流れに追従していない場合は、粒子が流れの速度を反映していないため問題となる。このため、LDV のトレーサはその物質の密度 (嵩密度) が流れ場の密度に近いものを用い、また流れの変動速度が必要な場合はそのサイズが小さなものを使用する。なお、トレーサ粒子が小さい場合はレーザ光による粒子の散乱光強度が小さくなるため、計測に際してはビームエキスパンダ (光強度の高い測定体積部を形成するため、集束レンズの前で入射レーザ光のビーム径を凹レンズで拡大する) を用いて光強度を増すとか、散乱光を捕捉する集光レンズの位置をレーザ入射光の前方に設置する (通常、光信号を受光し増幅するフォトマルチプライヤもそこに設置される) などして、信号とノイズの比 SNR (Signal Noise Ratio) の向上に注意を要する。燃料噴霧の速度測定に対しては、この噴霧がトレーサ粒子となるため、LDV の測定原理からその速度は高精度に求めることができる。しかも、通常ガソリンエンジンに使用される燃料噴射弁からの噴霧粒径は、数  $\mu\text{m}$  から、数百  $\mu\text{m}$  までの広範囲に及ぶものである。このためトレーサ粒子としてのガソリン噴霧は信号強度が十分にあり、さらに噴霧の速度を直接計測するため、流れとの追従問題も発生しない。なお、この場合は個々の噴霧を計測することになり、噴霧群全体の情報を一度に捉えることはできない

が、これは高い空間分解能を有する特徴となる。

第二の噴霧の速度測定法として画像解析による方法がある。例えば、噴霧群を二次元の面画像で記録しその軌跡から速度を求める粒子追跡法がある。代表的なものに、Adrian らがやっている PIV (Particle Image Velocimetry) ([5],[6]) がある。この方法は多数の噴霧の、しかも二次元速度が一度の計測で得られる利点がある。ただし、この方法は数密度の高い噴霧群 (燃料噴射弁の場合はその主流にあたる中心部の噴霧) への適用は困難となる。これは平面で捉えた粒子画像を基に速度を求める際、各粒子の対応付けが困難になるためである。また、大小様々な速度の噴霧が混在する流れ場においても撮影 (記録) 速度の選定が難しく、一回の撮影では測定不可能な場合もある。さらに、吸気ポートのような曲がり管内の噴霧測定の場合には、その位置へのシート光の導入および噴霧の記録が非常に難しい。この方法はデータ量が多く魅力的ではあるが、自動車用ガソリンエンジンで使用される電子制御燃料噴射装置 (EFI: Electrical Fuel Injection) における低燃料圧力の燃料噴射弁 (EFI 弁) からの噴霧に対しては、その噴霧広がり角が小さく空間的な数密度が高いため、あまり適当ではない。

次に、噴霧の粒径測定法に関しては、従来よりよく使われてきた液浸法 (受け止め法) と写真撮影法がある。液浸法は対象となる粒子をガラス板などに受け止め、それを顕微鏡で拡大して計測し、その倍率から逆算して粒子の大きさを決定する方法である。粒子がガソリン噴霧のように液体の場合、しかも大径粒子の場合は受け止め板への噴霧の衝突によって元の噴霧が小さな噴霧に分裂することがある。そこで、このような場合には噴霧が壊れないように別の液体でかつ噴霧がそれに溶解しない受け止め液を用いて捕捉する必要がある。いずれにしてもこの方法は時間・空間的な分解能の面で難点があり、特に時間分解能がないため非定常場での測定が困難である。また、噴霧の受け止め作業が必要なため高温場や高圧場での計測が困難で、更に、ガソリンのような噴霧によっては適当な受け止め液が存在しない。

一方、写真撮影による方法は、主に液体の物性値に相当する蒸発速度を求める実験 (例えば [7]-[9]) で使用されてきた。所定の温度および圧力場、時には微小重力場で求めたい物質の懸垂液滴を作り、時間経過にともなうその粒径変化を写真に記録し、それを基に噴霧の蒸発速度を求めている。これはかなり基礎的な実験であり、懸垂される液滴は単一で、しかも初期粒径が  $1\text{mm}$  オーダのものである。EFI 噴霧も大きい

それをはるかに上回るサイズである。この方法は、噴霧が撮影の奥行き方向に移動せず遠近およびカメラのピントずれによる粒径測定誤差がないこと、噴霧が記録視野を越えて運動しないことなど幾つもの制約があるため、実際の運動を伴った噴霧に対してこれを応用するのはほとんど困難である。

ところで、近年の光学計測の進歩はこの粒径測定にも及び [10]、以下に示すようないくつか報告されている。白色光を測定場に導入し、そこに存在する粒子による散乱光強度 (Mie 散乱) から粒径を求める Durst らが提案した方法 [11]-[13]、それを改良した Ruck らの方法 [14] がある。これは信号強度を高めるため粒子による散乱光の集光立体角を大きく取り、散乱される方位角度による光強度の振動の影響を、レーザのような単波長光ではなく白色光を用いることによって小さくし測定精度の向上を図っている。次は、白色光の代わりに単波長のレーザ光を用い、測定部における粒子の Mie 散乱光強度から粒径を求める方法が提案されている。ここでは入射レーザ光の強度がガウス分布をしているため、それが均一になるような工夫が施されている。例えば、レーザ光のビーム径をレンズで一度拡大し、その中央部の光強度分布がほぼフラットな部分をピンホールで通過させた Wigley [15] や、Yule らの方法 [16],[17]、同じく入射レーザ光のビーム径を拡大し、その中央部に測定視野を設定して均一な光強度部を通過した粒子だけを測定するようにした前田、菱田、但馬らの方法 [18]-[21]、清水による方法 [22],[23] がある。さらに、ホログラフィックフィルタと称し、その光透過特性がガウス分布の逆数になるようなフィルタ (例えば [24]) によって、入射レーザ光が均一な光強度となるようにした Gousbet, Grehan ら [25],[26] の方法がある。これらはいずれも粒子による散乱光の強度を基に粒径を決定する方法である。これは入射光の光強度が均一でないと、同一粒径の噴霧でも測定体積部の中央を通過したときには散乱光強度が大きく、端部を通過した場合には散乱光強度が小さくなるためである。そこでこれを回避し一価的に粒径が定まるように、上記に示すような測定部の光強度分布を均一にする対策が提案された。なお、この方法は粒径の測定範囲 (ダイナミックレンジ) が次に述べるビジビリティ法に比べ大きいという利点があるが、散乱光の強度を必要とするいわゆる定量測定のため、観測窓の汚れが著しい場ではその影響のため散乱光が減衰して測定誤差が大きくなる。

次に、粒子による散乱光の光振幅の比を利用したビジビリティ法 (Visibility 法) がある。これは粒子の散乱光によるベドスタル成分 (低周波成分) の振幅 (波高値) と

ドップラ信号を包含した高周波成分からなる光振幅の比を基に粒径を決定する。観測窓の汚れが粒径に影響を及ぼさない測定法である。ビジビリティは粒径が大きくなるにつれその値が減少する特性をもつが、ある粒径範囲 (粒径パラメータ  $\alpha = \pi d/\lambda$  で 80 程度、ここで  $d$  は粒径、 $\lambda$  は入射光の波長、 $\pi$  は円周率を示す) を超えると振動し、粒径に対する一価性が崩れ、粒径測定が不可能になる。すなわち、粒径測定可能なダイナミックレンジが狭いのが欠点で、ガソリン噴霧のように粒径が  $100\mu\text{m}$  を超える粒子には適用できない。なお、この方法は Yeoman [27],[28]、Negus [29]、さらに Itoh ら [30] により検討されている。

次に、最近注目され始めた粒径測定法としてフェイズドップラ法 (Phase Doppler 法) がある。この方法による粒子サイズ測定の可能性について、1975年に Durst ら [31] によって報告された。その後、Bachalo ら [32],[33]、Rudoff ら [34]、Buchave ら [35]、Flogel ら [36]、Bauckhage [37] により検討が進められた。この方法は差動型 LDV の構成を基準として、粒子によるドップラ信号を異なる複数の場所で測定し、その信号の位相差から粒径を決定する。粒径が大きくなるにつれてこの位相差が直線的に増加する。この方法では信号の位相のずれが  $360^\circ$  以上になると粒径が一価に (一義的に) 定まらず、この場合は粒径のダイナミックレンジが問題となる。なお、その対策としてフォトマルチプライヤによる受光を三箇所で行い、その組み合わせによる二つの位相差データを用いダイナミックレンジを大きくする工夫もなされている [38]。この方法はドップラ信号の位相差に基づくもので、ビジビリティ法と同様に観測窓の汚れ等による光の減衰は問題にならない。ただし、上述の各方法に比べ付加すべき光学部品が多く高価となる。さらに、信号を受光する位置で位相差が変わるため受光の設定には注意を要し、測定点が移動する度にこの面倒な受光位置を再設定する必要がある。

次は、LDV の構成をそのまま用い、測定点の光強度がガウス分布をした状態で粒径を求める Mie 散乱法で、前田ら [39],[40]、水谷ら [41]、清水ら [42],[43]、徳岡ら [44]、江森ら [45] によって検討されている。前田らが提案した方法は、測定体積部の粒子の通過位置による粒径補正をドップラ信号のバーストの波の数で行う。すなわち、測定部の中央を通過した粒子はその散乱光が大きくなり、かつバーストの波数も多くなる。一方、測定部の端部を通過した同径粒子は、散乱光強度が小さくなると同時にこのバースト波数も減少する。この方法は既存の LDV 装置に光学的な変更を必要とせず、光電子増倍管 (フォトマルチプライヤ) で受光した信号の後処理だけで粒径が決定できる。

そのため、LDVを大幅に改造して本来の機能を損なう心配がなく、また廉価な改造費用で済む利点がある。上記以外にも光を使った測定法として種々の方法が提案されている[46]-[64]。

粒径測定装置として製品化されたものに、Malvern社の光回折法を利用したものがある。レーザー光を拡大して平行光線を作り、それを粒子群に照射してレーザー光路内に存在する全ての粒子による回折光を専用の半円形ディテクタで測定する。粒径に依存して回折光路が定まるため、レーザー光の前方にそれぞれの粒径に対応した半リング状の幾層ものディテクタを設置し受光する。それぞれのディテクタからの光強度信号を基に、仮定した噴霧の粒径分布関数(Rosin-Rammlerの粒径分布関数、例えば[65])の定数部を求めその粒径分布を決定する。レーザー光の照射時間をシャッター等により調節することで時間分解能を上げることはできるが、レーザー光路方向の空間分解能がなく、また粒径分布をRosin-Rammlerの分布式で近似しているため、これに合わない粒径分布の噴霧群の測定は精度が悪い。さらに個々の噴霧の粒径と速度の計測は本方法では不可能である。

以上、粒子の速度と粒径の測定法に関して調べた結果、本論文ではこれらの同時測定法として前田らが提案する方法[39]を採用する。本方法はまだ測定原理が提案された段階であり、高温場(燃焼場)、高圧場といった実用的な場への応用の可能性はもちろん、システム構成、測定法も確立されておらず検討課題は多く残っている。しかし、ガソリンエンジンのEFI弁による個々の噴霧の粒径と速度の同時測定システムを作製するにあたり、

- (1) 高い時間および空間分解能を有する。
- (2) 粒径測定のダイナミックレンジが大きい。
- (3) 既存のLDV光学系を改造することなく信号の後処理で粒径が得られる。

などの特徴を有する本方法を採択した。

## 2.3 噴霧の粒径・速度の同時測定システム

LDVを改造し噴霧の粒径と速度を測定する場合の粒径測定原理について説明する。LDV装置の光学系に変更がなく、噴霧粒子による散乱光(ドップラ信号)の後処理で粒径が決定されるため、このドップラ信号から粒径測定原理が説明できる。通常用いられる1カラー2ビームの差動型LDVは、光の可干渉性を確保する目的で、レーザー光源からの1本の光をビームスプリッターで2本の光強度が等しいビームに分けられる。この2本の平行な光をエミッタレンズを用いその焦点に交差させてLDVの測定体積部が形成される。レーザー光はその発振モードが $TEM_{00}$ であるため、ビームの光強度はその中心部で強く周辺で弱いガウス分布をしている。したがって、そのような光強度を持つ2本のビームの交差部(測定体積部)もまた、中心部で強い光強度を有するラグビーボールのような形状となる。なお、光の可干渉性のため測定体積部には図2-1に示すように、2本の入射レーザー光の作る平面に垂直で、ビームの交差角の2等分線に平行な等間隔の干渉縞が形成される。

Mieの理論によると[66]、粒径パラメータがある値より大きな範囲で(約5以上)、均一な光強度場における球形粒子により散乱される光強度は粒子径の二乗に比例する[67]。ところが、上述のようにLDVの測定体積部は均一な光強度場を形成しておらず、同じ大きさの粒子でもその通過位置によって散乱光強度が異なる。例えば、図2-1で同一サイズの粒子aとbを考える。光電子増倍管(Photo Multiplier、略してフォトマル)で増幅されたLDVの散乱光信号は、測定体積部の中央を通過する粒子bの場合、粒子の大きさに依存した直流成分(ペDESTAL成分) $I_{pb}$ は大きくなる。また、この中に高周波成分として含まれるドップラ信号のバースト波数 $N_b$ は、測定部の干渉縞を多数横切るため多い。一方、測定部の端を通過する同径の粒子aの場合、通過位置の光強度が弱いため散乱光強度(波高値) $I_{pa}$ が小さく、バースト波数 $N_a$ も横切る干渉縞の数が少ないため $N_b$ より減少する。そこで、このバースト波数 $N$ を用い粒子の測定体積部の通過位置による散乱光強度の補正を行うことにより粒径が決定できる。

本方法では粒子がLDVの干渉縞を垂直に横切るように測定体積部を通過させると粒径測定精度が高くなる。後述のように、本論文では粒径に対する $I_p$ と $N$ の検定曲線を予め作成し、それを使って粒径を求めたが、その際粒子が測定部を斜めに横切ると、垂直方向からのずれ角が $\pm 15^\circ$ で約10%の粒径誤差がみられた。

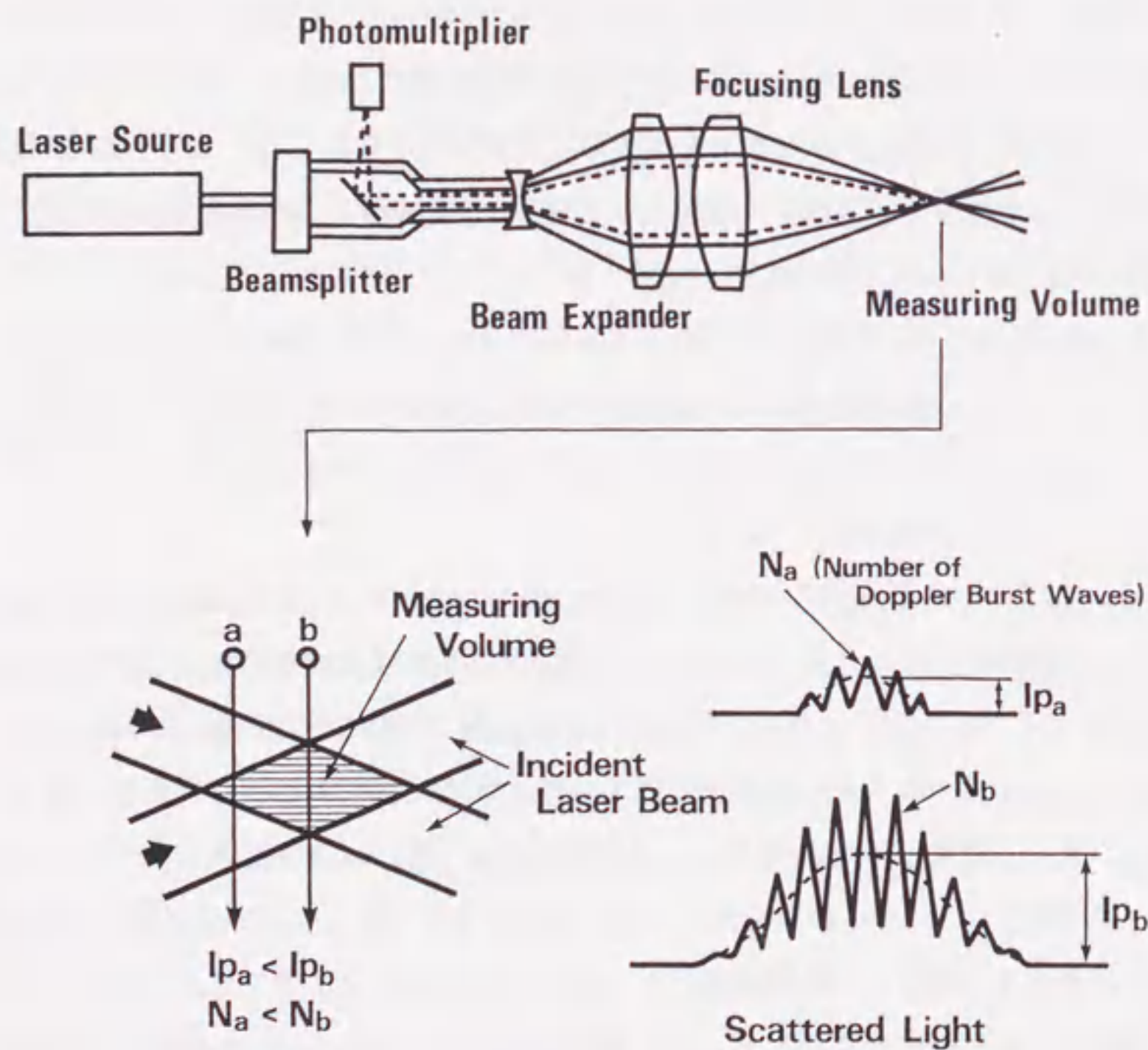


Fig.2-1 Principle to determine droplet size by scattered light intensity  $I_p$  and number of Doppler burst waves  $N$ .

### 2.3.1 測定システム

開発した噴霧の粒径・速度同時測定システムを図 2-2 に示す。LDV 装置は米国 TSI 社製のシステム 8127 モデルで、1 カラー 2 ビームの差動型後方散乱方式である。レーザ光源は米国 Lexcell 社製のモデル 95 で、全波長発振による出力が 2W、発振モードが  $TEM_{00}$  のアルゴンイオンレーザである。LDV の主な諸元を表 2-1 に示す。レーザ光は波長が 514.5nm のグリーン光を用い、拡大率 3.75 倍のビームエクパンダを使用した。測定体積部の大きさは、光強度が最大となる中心部での値の  $1/e^2$  となる領域で規定した場合、ラグビーボール形状の長軸方向に  $1150\mu\text{m}$ 、短軸方向のウェスト部で  $100\mu\text{m}$  である。

Table 2-1 Typical LDV specifications

Laser	2 W Ar-ion gas laser
wave length	514.5 nm
beam diameter	1.3 mm
Beam expander	3.75 magnifications
Focusing lens	733 mm focal length
angle of cross-beam	$10.01^\circ$
Measuring volume	100/1150 $\mu\text{m}$
diameter / length	
Photomultiplier tube	RCA-4526 (Hamamatsu)

フォトマルで受光し増幅したドップラ信号は、流速測定用のカウンタタイプ信号処理器（以後カウンタ処理器と呼ぶ）と、粒径測定用の信号処理器（ $I_p$ - $N$  Analyzer：以後は粒径解析器と呼ぶ、図 2-3）に送られる。カウンタ処理器では、まず最初にバンドパスフィルタ（BPF）を通してペDESTAL成分および噴霧の流速以上の高周波成分（ノイズ）を除去し、図 2-4d に示すような良質のバースト信号を作る。このアナログ信号は粒径補正用のバースト波数  $N$  を求めるために粒径解析器にも送られる。カウン

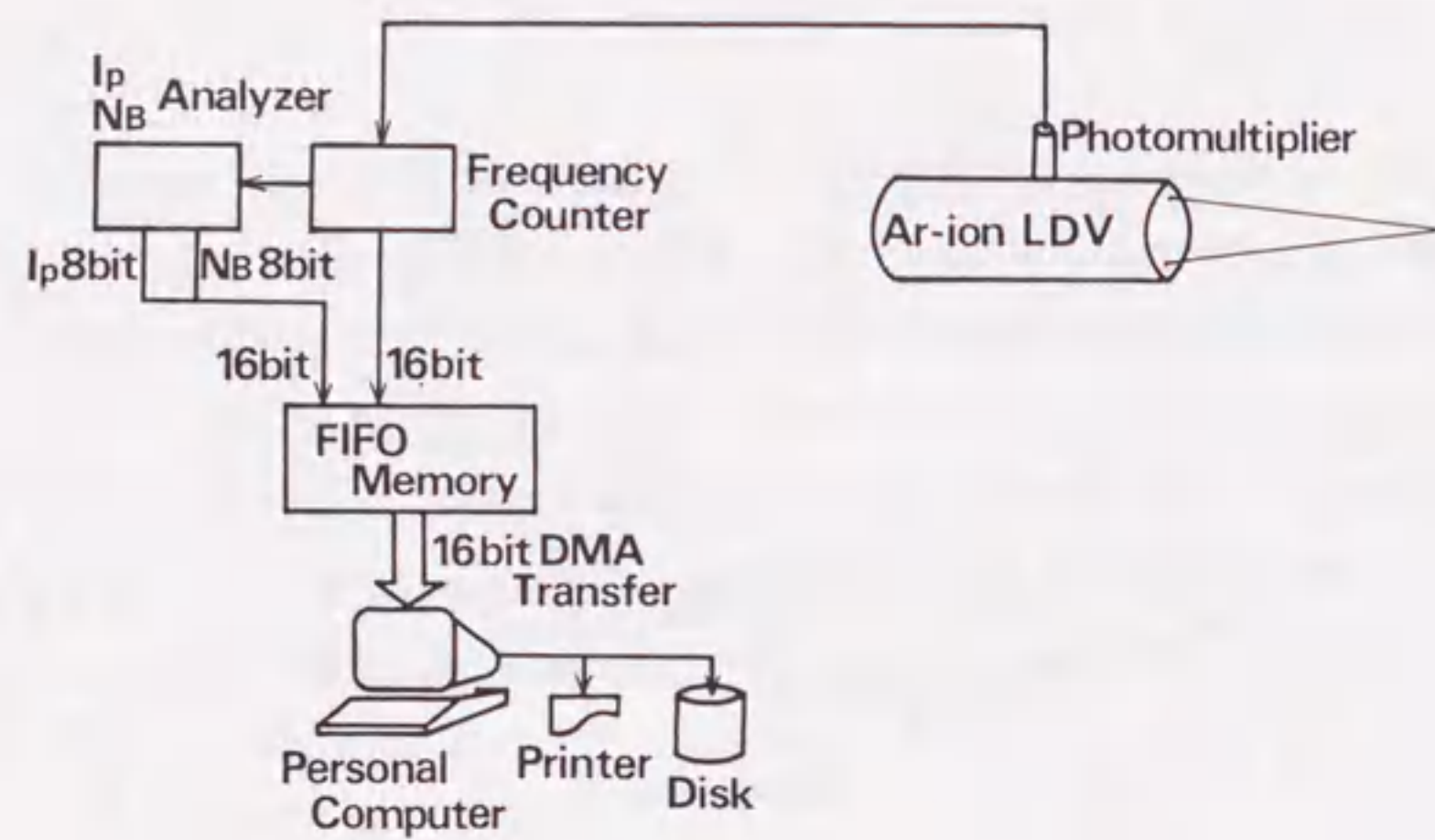


Fig.2-2 Schematic diagram of LDV system to measure droplet size and velocity.

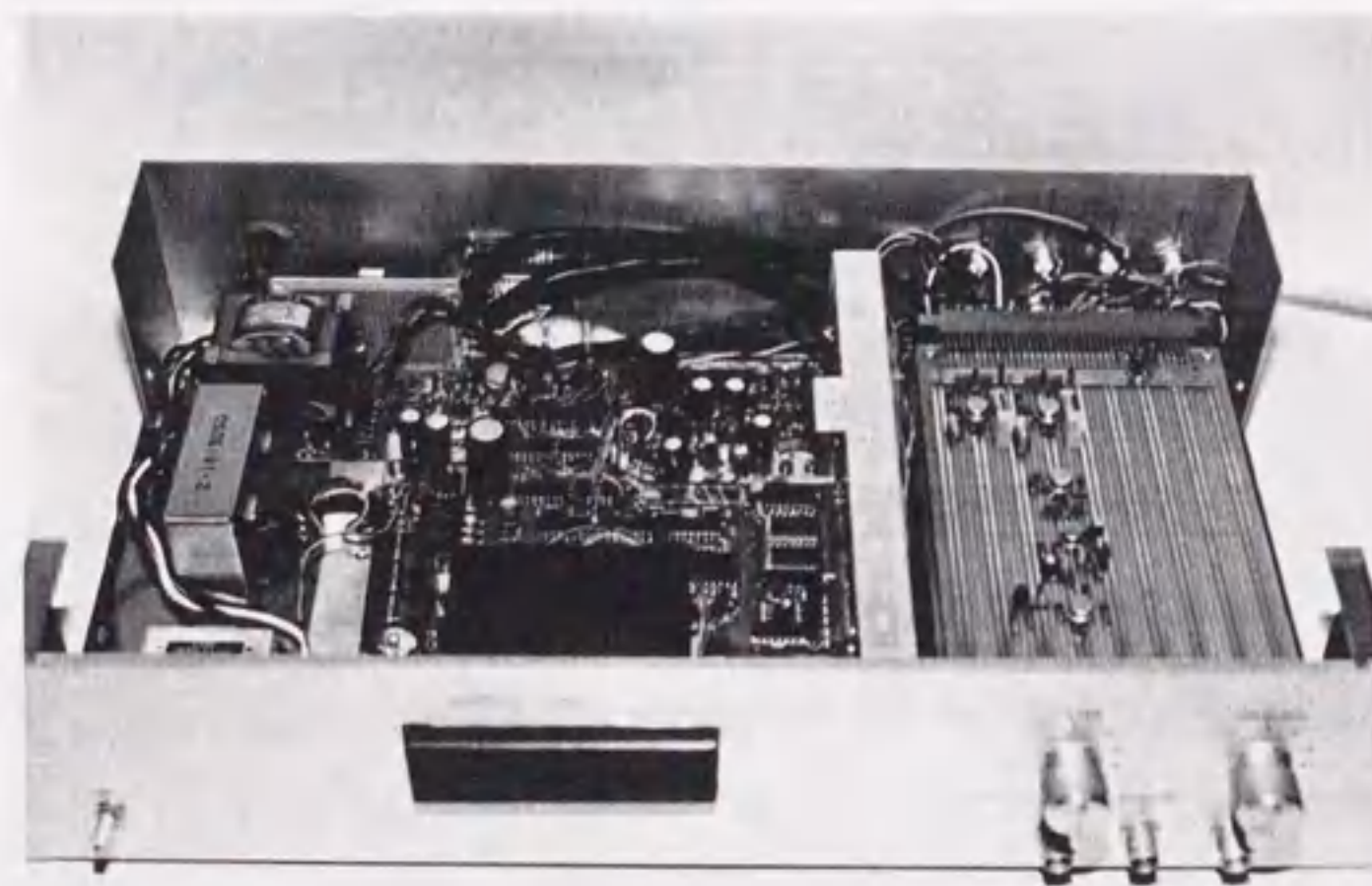


Fig.2-3 Droplet size analyzer to detect  $I_p$  and  $N$ .

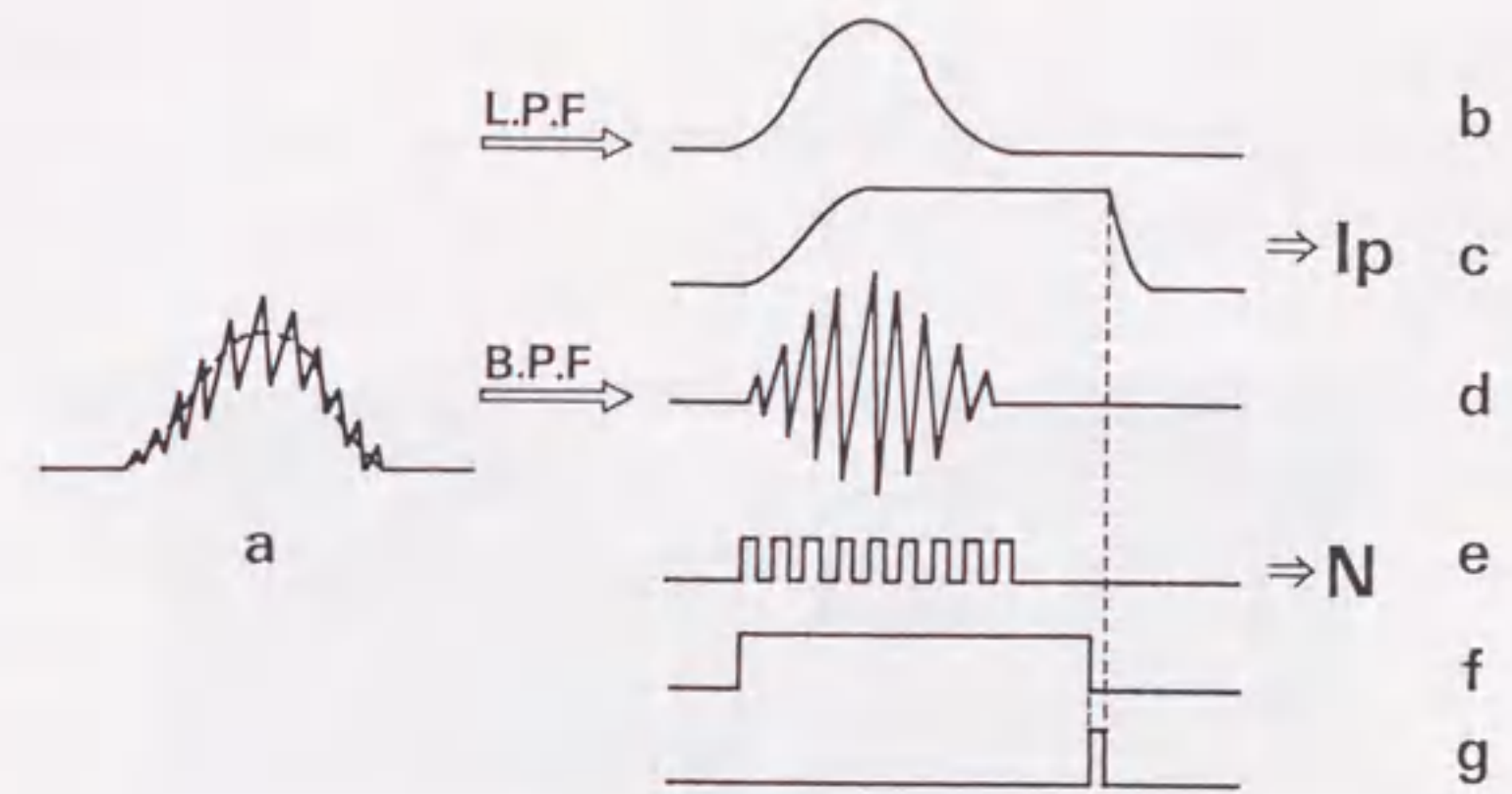


Fig.2-4 Doppler burst signal on pedestal (a) and instrument waveforms (b) ~ (g), b: pedestal signal after low pass filter (LPF), c: signal after peak-hold circuit, d: Doppler burst signal after band pass filter (BPF), e: number of Doppler burst waves, f: smoothed wave of wave (e) to generate pulse (g), g: write clock signal.

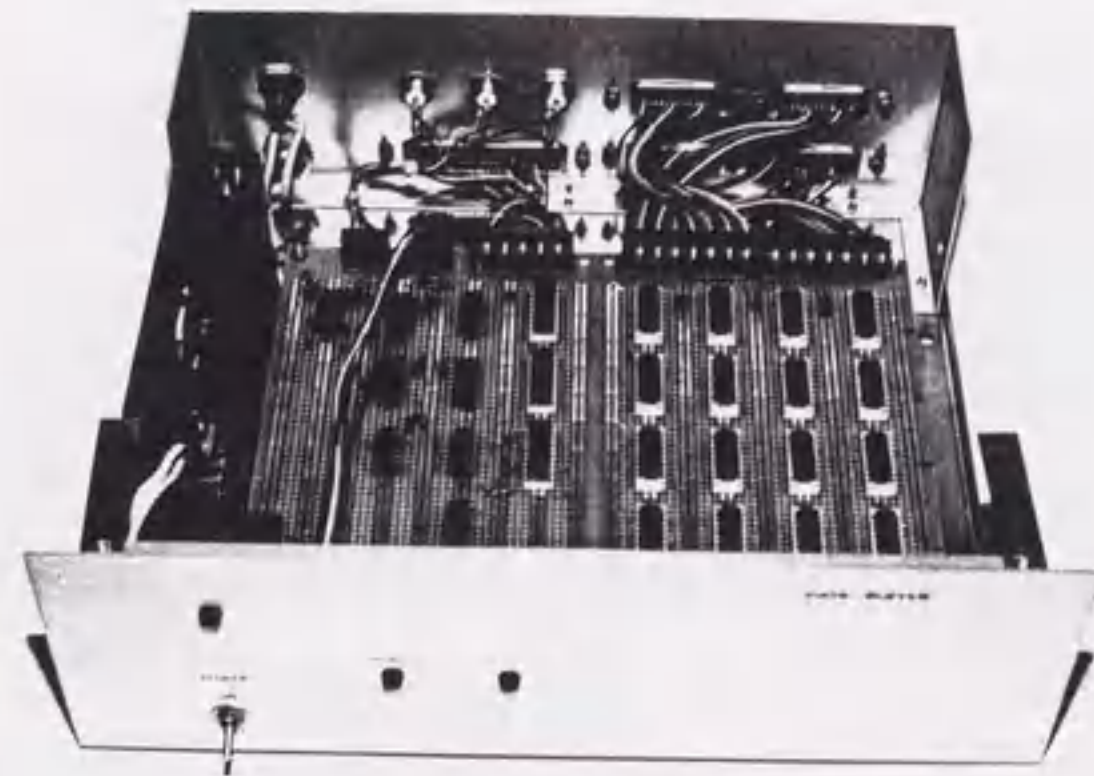
タ処理器ではこのバースト信号を増幅し、それが 50mV のしきい値をプラスの傾きで横切るとき TTL (Transistor Transistor Logic) レベルの Hi 信号を、またマイナスで横切るとき Lo 信号を作る (図 2-4e)。この信号の周波数  $f$  (これは流速に比例する) を分解能  $10^{-9}s$  のクロックタイマで計測する。すなわち、所定数の (例えば  $n$  個の) Hi 信号が通過するのに要する時間  $T_1$  を計測しそこから  $f$  を求める。その際、 $3n/5$  個の Hi 信号が通過するのに要する時間  $T_2$  も同時に計測し、 $(T_1 - 5T_2/3)/T_1$  の値が所定の範囲に入っている場合、求めた周波数  $f$  が流速を正しく反映していると判定する。例えば、速度が異なる 2 個の噴霧が測定体積部を同時に通過した場合、この判定法によって不良のデータとみなされ除去される。なお、流速データが正しいと判定された場合、カウンタ処理器では TTL レベルのデータ書き込み用のパルス信号 (DR: Data Ready signal) が作られる。この DR 信号もまた粒径解析器に送られる。得られた流速データ ( $f$  に相当) は 16 ビットのデジタル信号としてして次の FIFO (Fast Input Fast Output) メモリ回路部 (図 2-5a,b) に送られる。

一方、粒径解析器ではまず粒径に依存した散乱光強度  $I_p$  を得るために、フォトマル信号はローパスフィルタ (LPF: Low Pass Filter) を経て (図 2-4b)、ピークホール





(a) Back panel of the interface for four input data (4 channel).



(b)

Fig.2-5 Interface of transferring LDV data to the memory in micro-computer at high speed.

ド回路を通る(図2-4c)。また、バースト波数  $N$  を得るために、カウンタ処理器から送られてきた良質のバースト信号は粒径解析器内の特製のカウンタ回路部へ送られる。ドップラ信号の周波数は、数  $10kHz$  から数  $10MHz$  とかなり高周波である。そのため  $N$  のカウントには、 $10Hz \sim 80MHz$  までの周波数が測定可能な、既製の高周波数カウンタ(岩通電子製モデル FC-8841)のカウント回路部を流用し、データ取り込み時の  $I_p$  や DR 信号との同期を図っている。  $N$  カウンタのしきい値は  $20mV_{pp}$  (peak to peak) である。散乱光強度  $I_p$  はアナログ信号であるため、ADC (Analog Digital Converter) を通してデジタル化した。ここでデータのサンプリング速度を上げるため、 $I_p$  データを上位8ビット、 $N$  データを下位8ビットで表し、まとめて16ビットのデータにしてFIFOメモリ部に送られる。また、カウンタ処理器から送られてきたデータ取り込み用のDR信号は、 $N$  のカウントが終了後改めて出力される(図2-4g)。

以上、流速  $U$ 、粒径  $d$  の二つの16ビットのデジタルデータは、マイクロコンピュータへの転送のためのインタフェースを兼ねたFIFOメモリ回路へ送られる。この回路は噴霧の流速  $U_x$  と  $U_y$  (LDVの2カラー化による二次元速度計測を考慮)、粒径  $d$ 、さらに時間  $t$  (噴霧の時間情報も採取することを考慮)の4つのデータを1組として、高速度のサンプリングができるように工夫した。すなわち、1組のデータを最大  $1\mu s$  の速度で、最大16組までFIFOメモリに取り込むことができる。その説明図を図2-6に示す。FIFOメモリ部はちょうど如雨露のように考えることができ、上からデータに相当する4種類の水が入ってくる。如雨露部は体積(16組分)があるため瞬間的にたくさん水(データ)が流入しても許容量の範囲であればオーバーフローを起こさない。なお、オーバーフローしたデータは取りこぼすことになる。如雨露の下部からは如雨露内にデータがある場合  $800kB/s$  の速度で(1組あたり  $10\mu s$  の速度で)、マイクロコンピュータ(ヒューレットパッカード社(HP)製モデル216)にDMA(Direct Memory Access)転送される。転送に使用したバスは、HP社製のGPIO(Grand Purpose of Input Output)である。この回路の製作により、1組あたり最大  $1\mu s$ 、連続するデータについては  $10\mu s$  ( $100kHz$ ) の高速サンプリングが可能となった。

以上の構成により、本測定システムはデータのサンプリング、パソコンへのデータ転送、解析、結果(含む図形処理)の出力、およびフロッピディスクへのデータ保管を自動的に行うことができる(図2-7)。

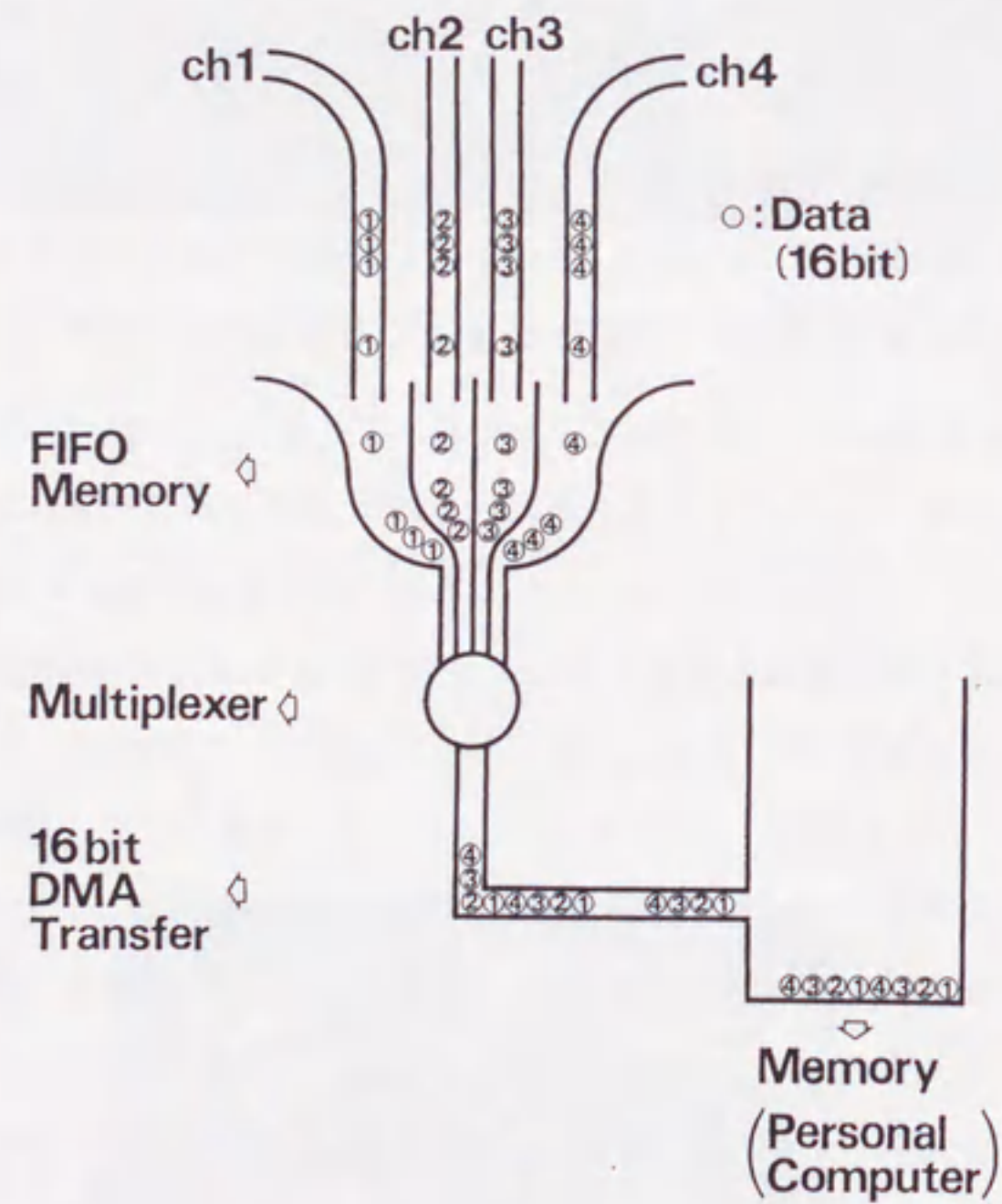


Fig.2-6 Fundamentals of the interface, fast input and fast output (FIFO) memory, multiplexer and direct memory access (DMA) transfer.

データの収集, 処理, 結果出力, データ保管の自動化

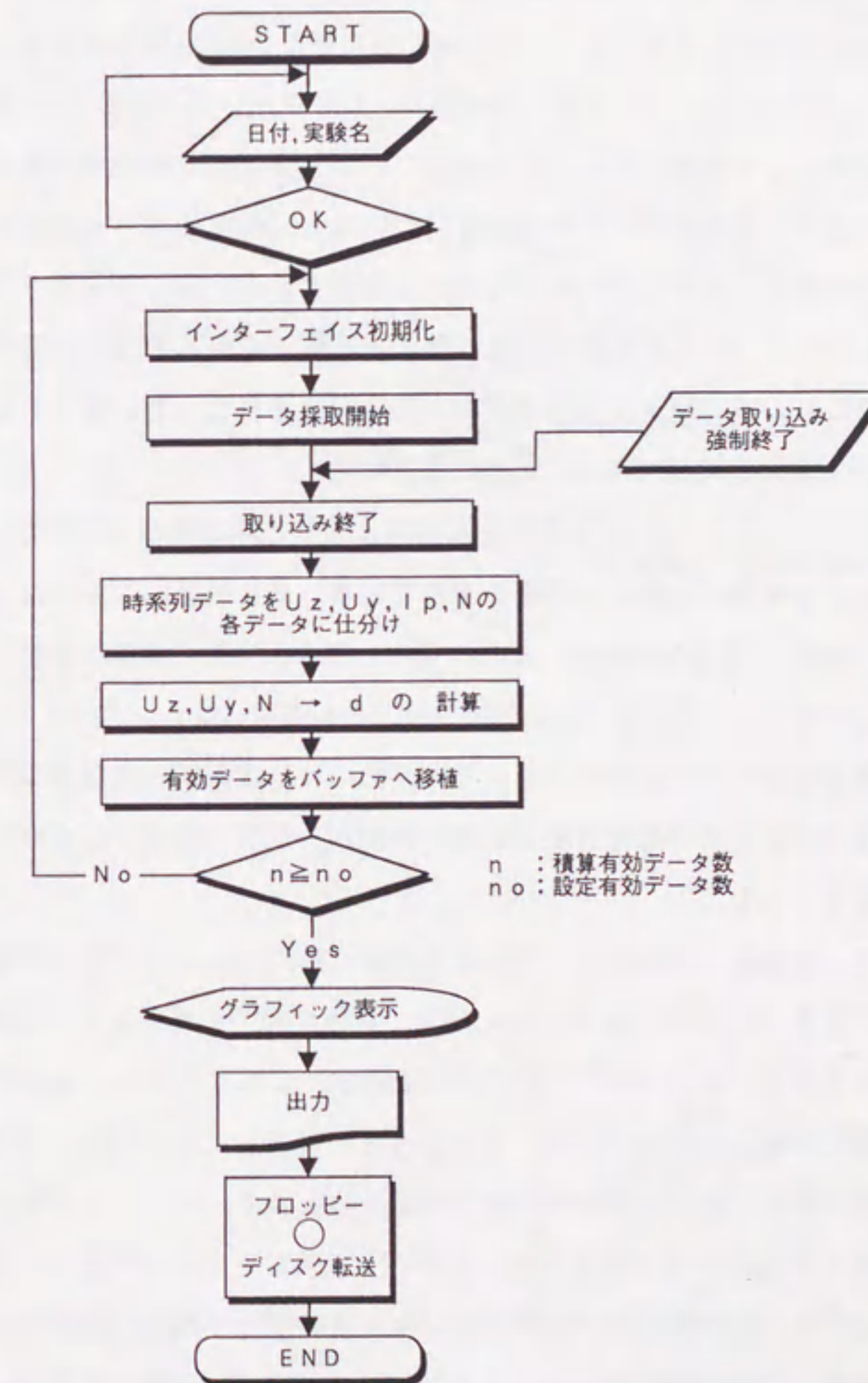


Fig.2-7 Flow chart of data acquisition, analysis, output and storing by the developed LDV system.

### 2.3.2 粒径検定曲線

噴霧の流速は LDV のドップラ信号から容易に求めることができるが、粒径の決定にはいくつかの方法が考えられる。第1は測定系に対し Mie の散乱理論を適用して、対象となる粒子の全粒径に対する散乱光強度  $I_p$  およびバースト波数  $N$  の関係を予め数値的に定量解として求めておく方法である。この方法はレーザ入射光路および散乱光の受光路の途中に観測窓が存在する場合についても、外部透過率を与えることにより計算が可能である。しかし、不均一な光強度を有する測定体積部を様々な進路で通過する粒子に対して、それぞれの粒径に関する定量解を得るのは相当困難となる。さらに、実験において、例えば  $N$  を測定する際、与えられたしきい値に対して、どの程度  $N$  が減少するかを考慮するのは非常に難しい。

第2は粒径に対する  $I_p$  と  $N$  の関係を実験により予め求めておく方法である。すなわち、対象となる噴霧の粒径検定曲線を求めておき、それを基に対象となる場で得られた  $I_p$  と  $N$  の値から粒径を求める。また、第1と第2の方法の中間に位置する方法もいくつか考えられるが、本研究では上記第2の方法を採用した。いずれの方法にしる、粒径の測定精度を把握する必要がある、そのためには精度確認の実験を必要とする。そこで、精度検定をも含めた粒径検定曲線の実験が、便宜上都合がよくかつ最も信頼性が高いと考えられる。

ところで、粒径検定曲線を用いて粒径を求めるには、 $I_p$  と  $N$  に対し粒径が一価に定まる必要がある。一組の  $I_p$  と  $N$  の値に対し、粒径が幾つも存在すると問題となる。さらに、この  $I_p$  と  $N$  に対し LDV の光学系が影響を及ぼす。すなわち、2本の入射レーザビームで測定体積部を形成する際、それがうまく交差していないと、ラグビーボール状の測定部の右半分と左半分で同径粒子が通過した場合、同じ  $I_p$  と  $N$  を与えないことになる。そこで図 2-8 に示すように、トラバース装置上の回転円盤に、円盤の回転で動かないように張力を掛けてタングステン線を貼り付け、それをトラバースして LDV の測定体積部の通過位置を変えて  $I_p$  と  $N$  の変化を調べた。結果を図 2-8a,b に示す。図 2-8a は測定体積部が正確に形成された場合であり、測定体積部の左右で同じ  $I_p$  と  $N$  の値を示し、一本の検定曲線になっている。一方、図 2-8b は二本の入射レーザ光がちょうど捻れの関係で交差した場合である。そのため測定部の左右でそれぞれ違った  $I_p$  と  $N$  を与え、二本の検定曲線になっている。この二本の線が合流したところが測定体積

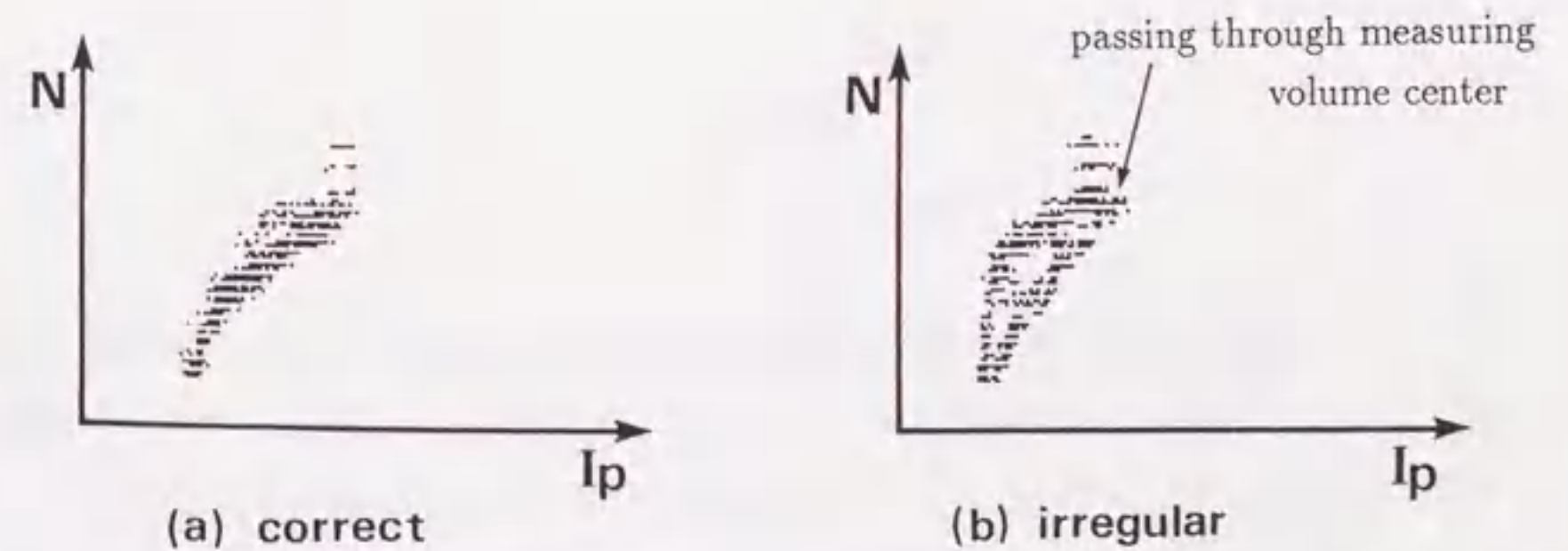
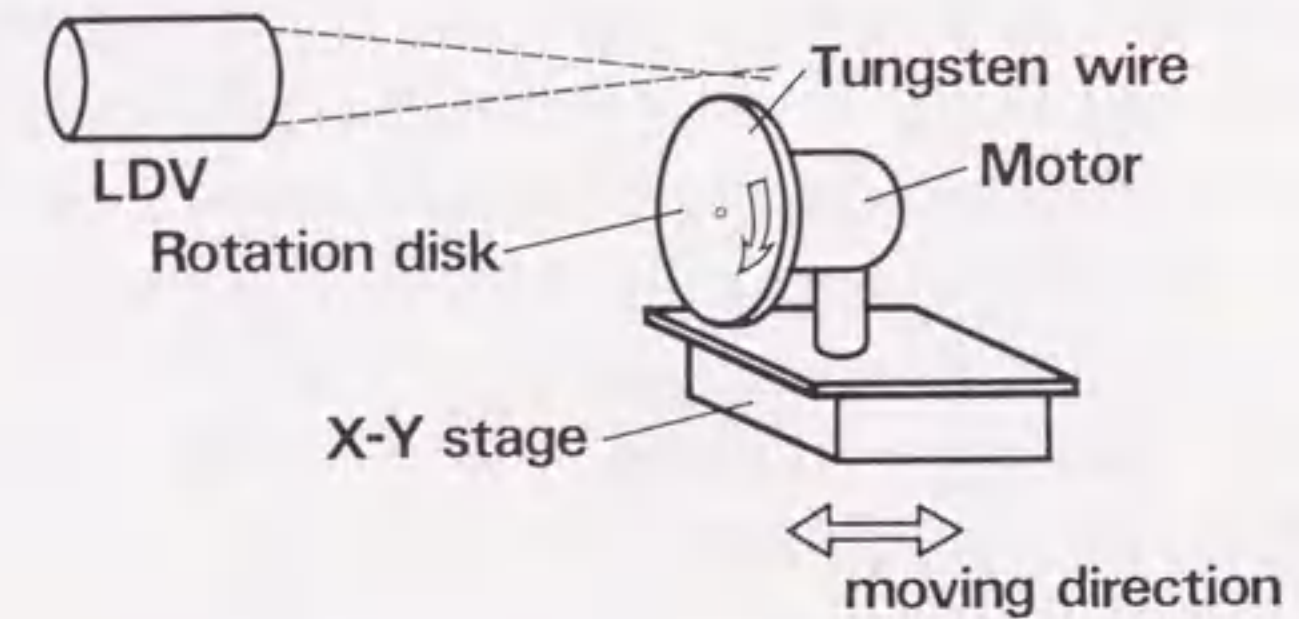


Fig.2-8 Experimental apparatus to investigate effect of LDV measuring volume formation on  $I_p$ - $N$  : (a) measuring volume formed correctly, (b) measuring volume formed irregularly.

部の中央部をタンゲステン線が通過したときである。このため、レーザ光の交差による測定体積部の形成は非常に重要で、設定の際は注意を要する。

次に、 $I_p$ とNに対する粒径の一価性の確認実験を行った。Berglund-Liuタイプの単分散標準粒子発生器 [68] を用い、粒径の異なる2つのジオクチルフタレート (DOP: Dioctyl Phthalate) の粒子群を生成し、それぞれの $I_p$ とNの関係曲線が交差することなく、粒径に対し一価かどうか調べた。Berglund-Liuタイプの単分散標準粒子発生器の粒子発生部を図2-9に示す。単分散粒子の生成メカニズムは次のように行われる。シリンジを用い体積流量が一定の液体流れを作り、それを振動子によって振動するオリフィスで等間隔に切断する。一定体積を持つ液体群がいくつもでき、その後液体の表面張力によって同一径の球形粒子となる。DOP単独では粘性が高く同一体積に切断するのが難しく、発生する粒子の単分散性が悪い。そこで、アルコールと混合して粘性を下げ、粒子発生後にアルコール分を蒸発させてDOPだけによる単分散粒子を作った。図2-10にこの方法で生成したDOPの噴霧群の写真と、それぞれによる $I_p$ とNの様子を示す。大きい方の噴霧群は算術平均粒径で $29\mu\text{m}$ 、小さい方が $13\mu\text{m}$ である。噴霧群の単位体積あたりの表面積(比表面積)の逆数に相当し、蒸発や燃焼を考慮する際意味をもつ代表粒径として、ザウター平均粒径(SMD: Sauter Mean Diameter)がある。SMDは次式で表され、先の大きな噴霧群のSMDは $32\mu\text{m}$ 、小さい方が $15\mu\text{m}$ である。

$$SMD = \frac{\sum d_i^3 \Delta n_i}{\sum d_i^2 \Delta n_i} \quad (2-1)$$

ここで $d_i$ は噴霧の粒径、 $\Delta n_i$ は粒径 $d_i$ の噴霧数である。図2-10の $I_p$ に対する縦座標は、Mieの理論に基づき散乱光強度 $I_p$ の平方根で表示してある。発生させたDOP粒子の単分散性が十分でないため、 $I_p$ とNの関係が明確な一本の曲線になっていないが、大きい噴霧群と小さな噴霧群は $I_p$ とNの現れる領域が明らかに異なっている。粒径が大きいと $I_p$ が大きい領域でかつNも大きい範囲に存在している。この結果、 $I_p$ とNにより噴霧粒径が一価的に求められることが分かる。

図2-10の結果は $13\mu\text{m}$ から $29\mu\text{m}$ の大きさの、しかもDOP粒子に対する粒径検定

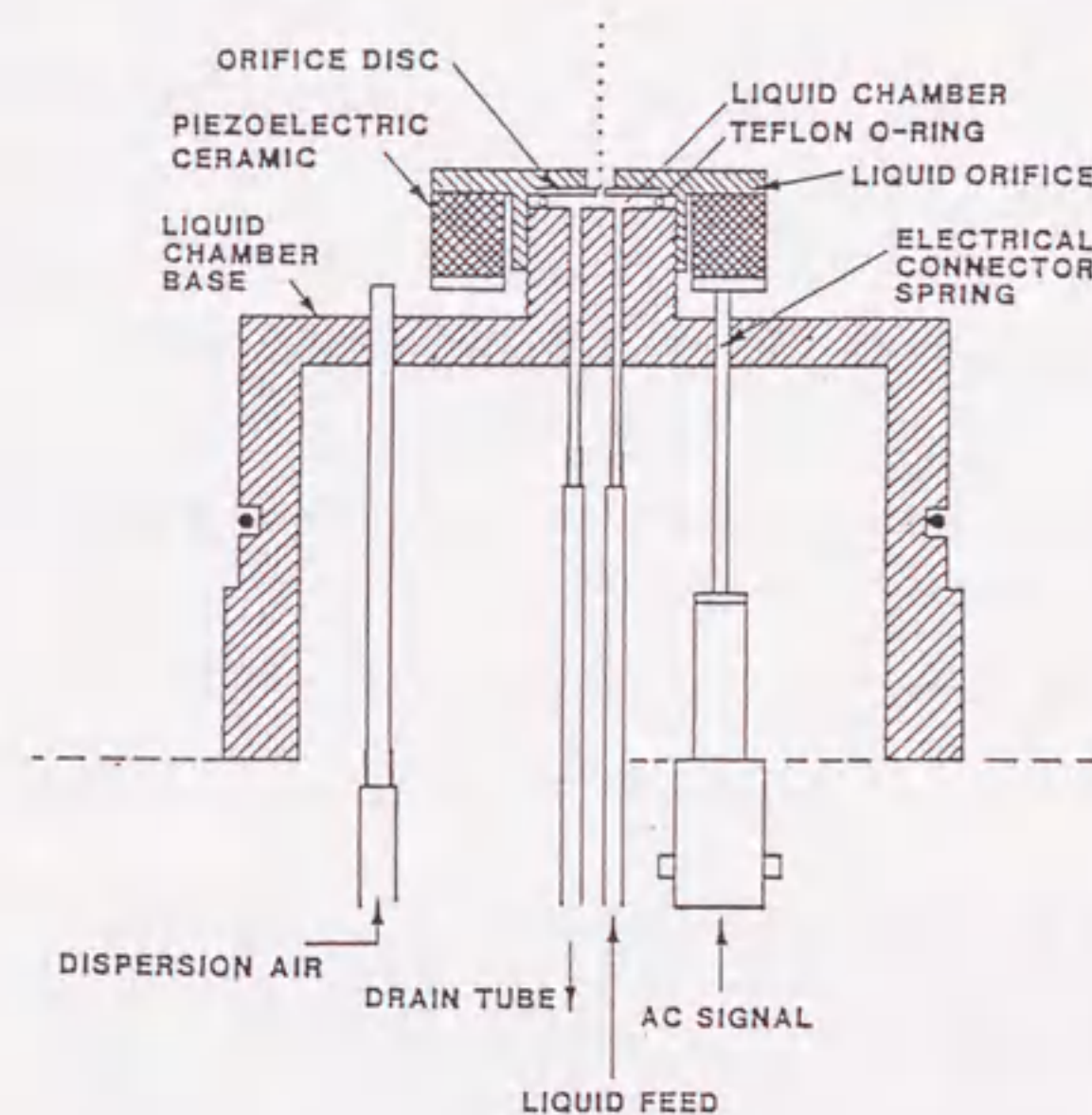


Fig.2-9 Monodisperse particle generator of Berglund-Liu type.

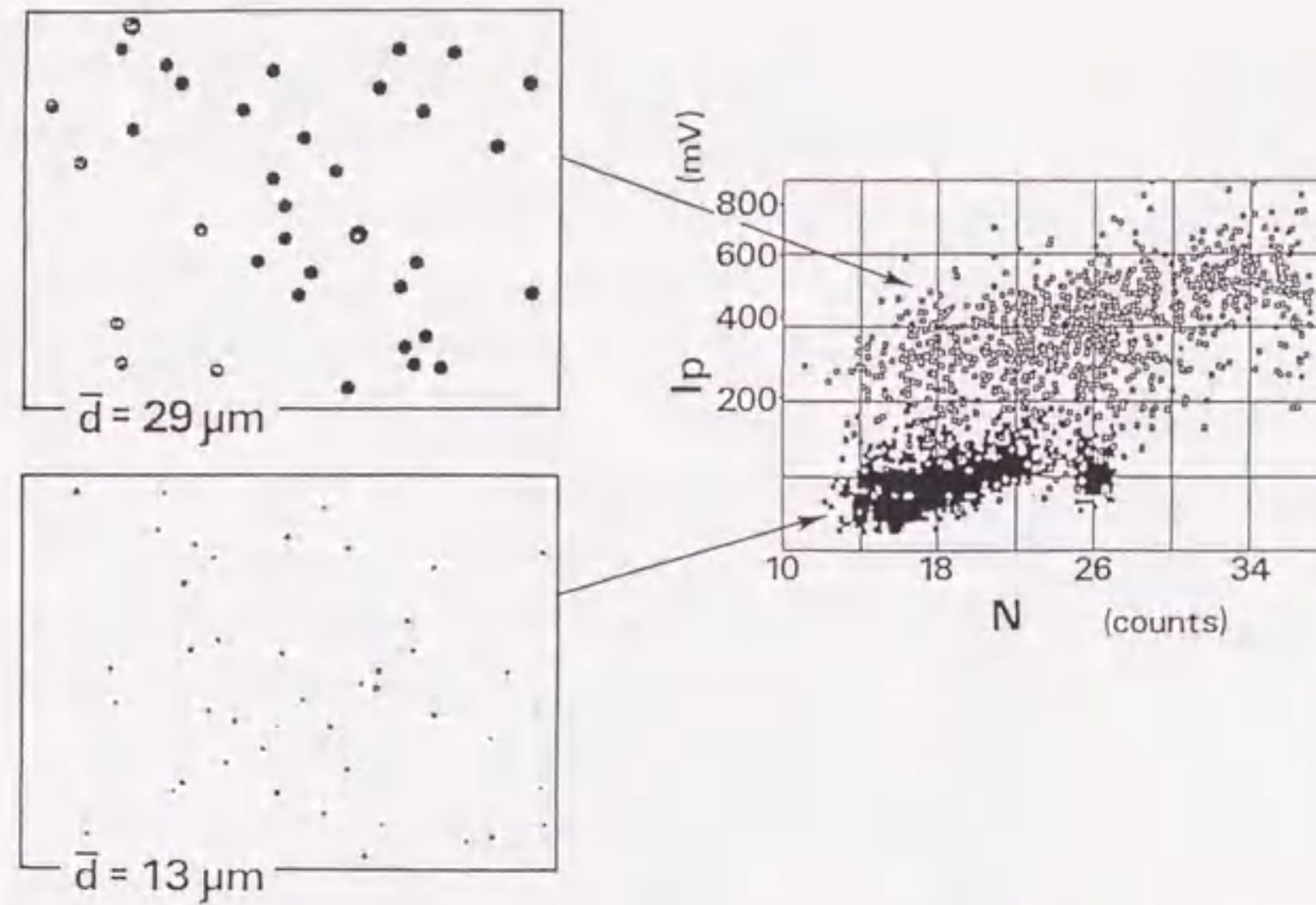


Fig.2-10 Two groups of monodisperse dioctyl phthalate particle and  $I_p$ - $N$  relations of them;  $\bar{d}$  is ensemble averaged diameter of the particles.

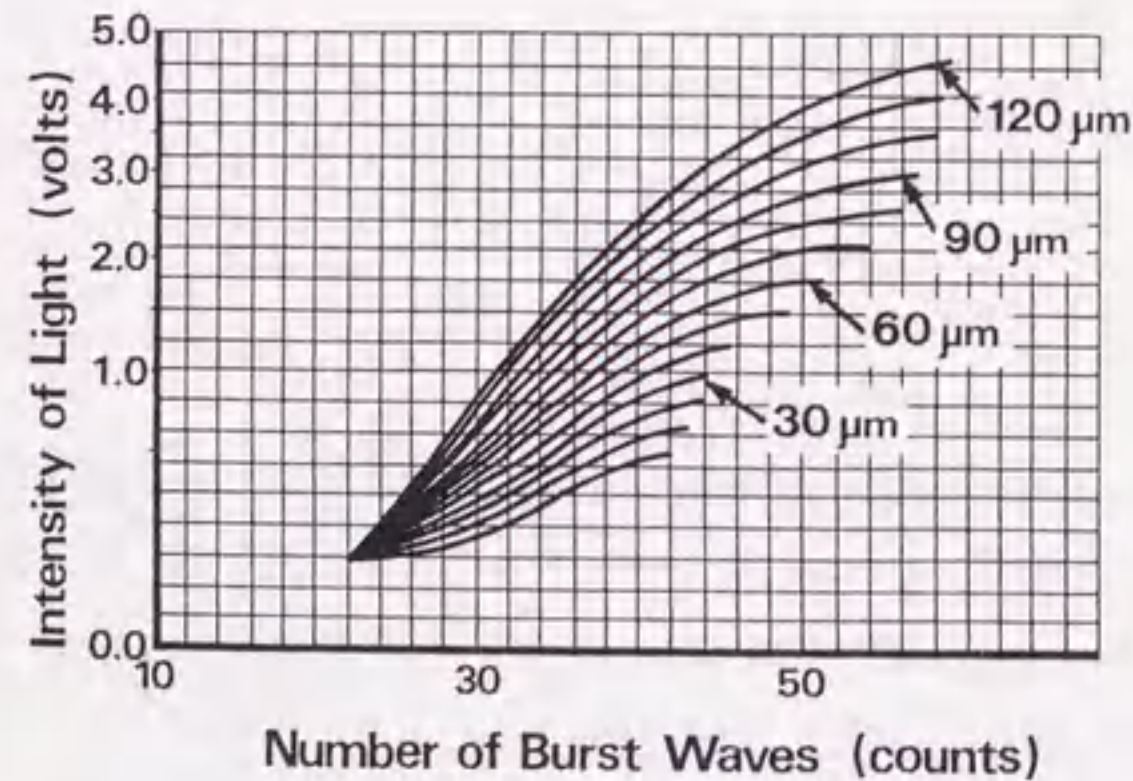


Fig.2-11 Calibrated lines of droplet diameter; they are modified later in Fig.2-16.

曲線作成の実験結果と見ることもできる。実際の計測に当たっては、対象となる粒子もしくはそれと同一の屈折率を有する粒子（同じレーザー波長に対して）を用い、測定する粒径範囲にわたってこれと同様な検定曲線を事前に作成しておく必要がある。次節で本測定法の有効性を確認する目的も兼ね、JIS-2号軽油による噴霧燃焼場の粒径と速度を測定した。それに先だって実施し、得られた粒径検定曲線を図2-11に示す。これは先の Berglund-Liu タイプの標準粒子発生器を用い、単分散性の高い JIS-2号軽油の噴霧群を大きさの異なる数種類発生させ、それを受け止め法による粒径測定結果と図2-10のような  $I_p$  と  $N$  の関係から、補間法により  $10\mu\text{m}$  間隔の粒径検定曲線を求めたものである。この図の縦座標も  $I_p$  の平方根で示してある。  $I_p$  と  $N$  の小さな領域ではそれぞれの粒径検定曲線が接近する。なお、粒径検定曲線が精度よく設定されていれば、図2-12bに示すように噴霧粒径をうまく反映させることができるが、設定が悪いと、図2-12a,cのように粒径分布に誤差となって表れる。図2-12a,cの粒径分布は、図2-11の粒径検定曲線をそれぞれ  $20\mu\text{m}$  相当づつ、小さい側と大きい側へシフトさせて作った擬似の粒径検定曲線による結果である。

ここで、本測定装置による粒径測定の条件、精度について整理すると次のようになる。

- (1) 粒径測定精度は  $120\mu\text{m}$  以下の粒子に対し、 $\pm 5\mu\text{m}$  である。
- (2) 第3章での検討結果であるが、測定可能な粒径範囲は  $250\mu\text{m}$  以下である。
- (3)  $N$  データの測定可能周波数が  $80\text{MHz}$  であり、この制限により測定できる噴霧の最大速度は  $220\text{m/s}$  である。
- (4) データラッチ用信号（図2-4g）を発生させるために  $N$  データを平滑化した信号（図2-4f）を作っている。この時定数の制限から、測定可能な噴霧の最小流速は  $1\text{m/s}$  である。
- (5)  $I_p$  測定のため LPF（最大  $500\text{kHz}$ ）を使用している。また次にやってくるデータのためのリセットに約  $5\mu\text{s}$  要し、この制限から噴霧の測定最大周波数は約  $100\text{kHz}$  である。
- (6) 測定対象となる粒子は、LDV の干渉縞を垂直に横切るように（2本の入射レーザー光で決まる干渉縞に垂直な方向）測定体積部を通過させると粒径測定精度は高く

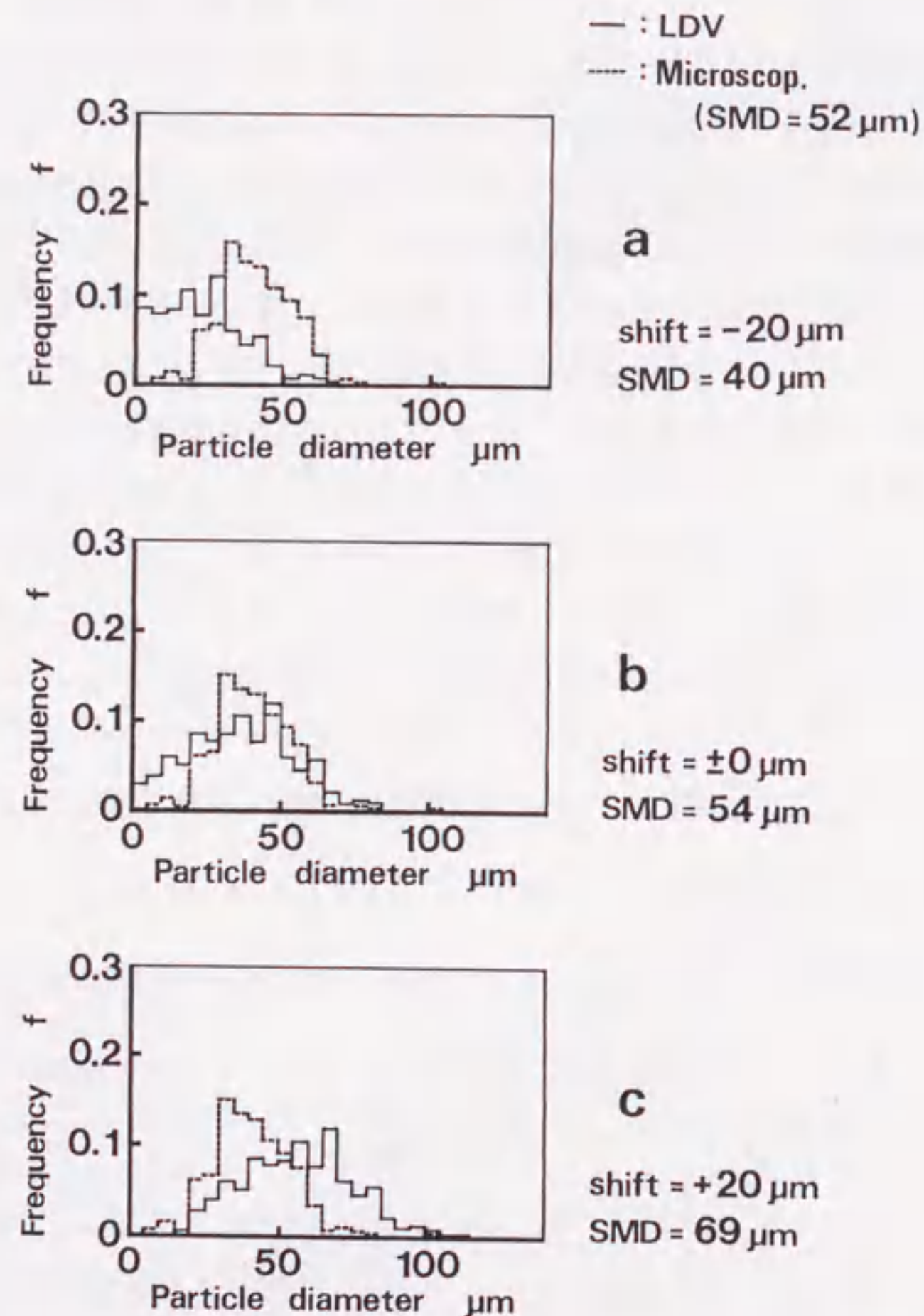


Fig.2-12 Effects of calibrated lines on droplet size distribution and Sauter mean diameter (SMD); (a) calibrated lines of Fig.2-11 are shifted in the smaller direction of 20 μm, (b) not shifted, (c) shifted in the larger direction of 20 μm.

なる。ただし、粒径検定曲線も同様にして定める必要がある。噴霧が斜めに横切る場合、垂直方向からのずれ角が ±15° で、約 10 % の誤差をもつ。

- (7) ドップラバースト波数  $N$  を計測するために周波数シフトが利用できない、このため噴霧速度の方向が決定できない。なお、速度ベクトルの向きが決まっているような流れ場では問題にならない。
- (8)  $I_p$  および  $N$  の大きさを定量的に測定する手法であるため、レーザー光の入射および受光を窓を通して行う場合、粒径検定曲線もそれと同じ条件で行うと測定精度は高くなる。本章の付録に述べるが、窓や火炎のためレーザー光の外部透過率が約 80 % に低下する場で、窓を通さずに作成した粒径検定曲線を用いて測定すると、最大で約 10 % の誤差がある。

なお、粒径検定曲線を作成した際の光学系は実際の測定においても維持する必要がある。特にフォトマルのゲイン、カウンタでの BPF 通過後のバースト信号のゲインは  $I_p$ ,  $N$  データに影響を及ぼすため、それが変わらないような注意が必要となる。さらに、振動等によって LDV の 2 本の入射レーザー光の正確な交差が崩れないようにすることも重要である。

## 2.4 燃焼場における噴霧の粒径・速度の同時測定

### 2.4.1 小型燃焼器

開発した噴霧粒径・速度の同時測定装置を用い、燃料の微粒化機構が異なる二種類の燃料噴射弁による小型燃焼器内の燃焼場における噴霧挙動を調べた。小型燃焼器の概略を図 2-13 に示す。LDV 計測ができるように燃焼筒は石英ガラス製で、その内径は 61.8mm、長さは 200mm である。また、燃焼筒の頭部には火炎長の短縮化および安定した保炎を目的に、金属製のリングプレートが取り付けられている。リングプレートの内径は 40mm である。燃料噴射弁は垂直に立てた燃焼筒の底部中心位置に取り付けられ

ている。二種類の燃料噴射弁はともに空気によって燃料の微粒化を行うエアアシストタイプのもので、その一つの構造が図2-14に示されている。中心部からJIS-2号の軽油燃料が入り、その出口付近で燃料に対し軸対称に導入された微粒化用空気によって燃料が微粒化される。燃料ノズルの出口部の内径/外径は0.3/0.8mmで、微粒化用空気のノズル出口での内径は1.44mmである。燃料ノズルは微粒化用空気ノズルよりも0.5mm 燃焼器側に突き出ている。なお、燃料微粒化用の一次空気とは別に、燃焼用の多量の二次空気が燃焼器内底部の、最もガラス壁寄りの位置で、燃料噴射弁に対し対称な二箇所から接線方向に導入されている。したがって、ガラス側壁に沿い回転速度の大きな二次空気の流れが生じている。

第二の燃料噴射弁は、微粒化用の空気に強い回転速度を与えるタイプである。その構造は第一の燃料噴射弁の微粒化用空気通路に、図2-14bに示すスワーラを取り付けたものである。スワーラには4箇所の空気通路があり、空気は周方向に供給される。この空気通路の断面は、1.3mm × 1.3mm の正方形である。

Table 2-2 Experimental conditions for the burners

Injector	<ul style="list-style-type: none"> <li>· no-swirler injector</li> <li>· swirler injector</li> </ul>
Atomization air	$92 \times 10^{-6} m^3/s$
Combustion air	$1000 \times 10^{-6} m^3/s$
Fuel (light oil)	$0.06 \times 10^{-6} m^3/s$

実験条件を表2-2に示す。この条件における、スワーラの無い場合と、ある場合の、燃料噴射弁による燃焼場の様子を図2-15に示す。火炎を概観する限り、両者に大きな違いは認められない。わずかにスワーラが有る場合の方が無い場合に比べて火炎長が短く、その色が白っぽく見える。

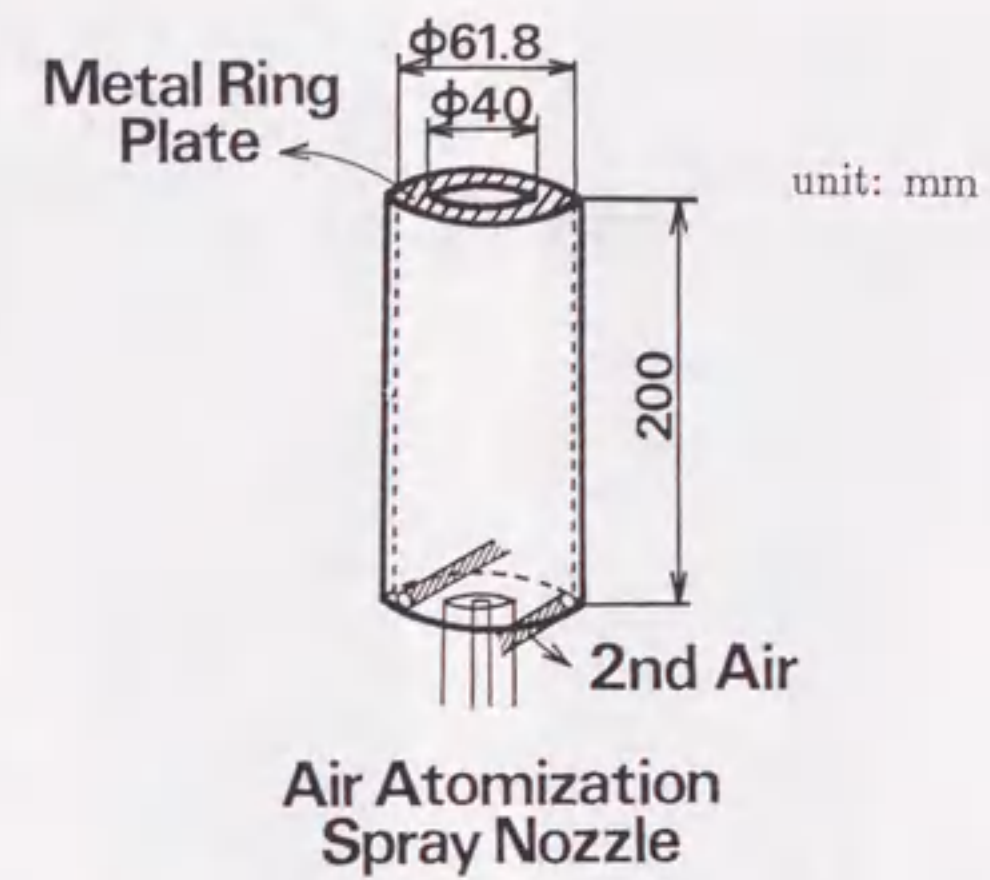


Fig.2-13 Mini-burner.

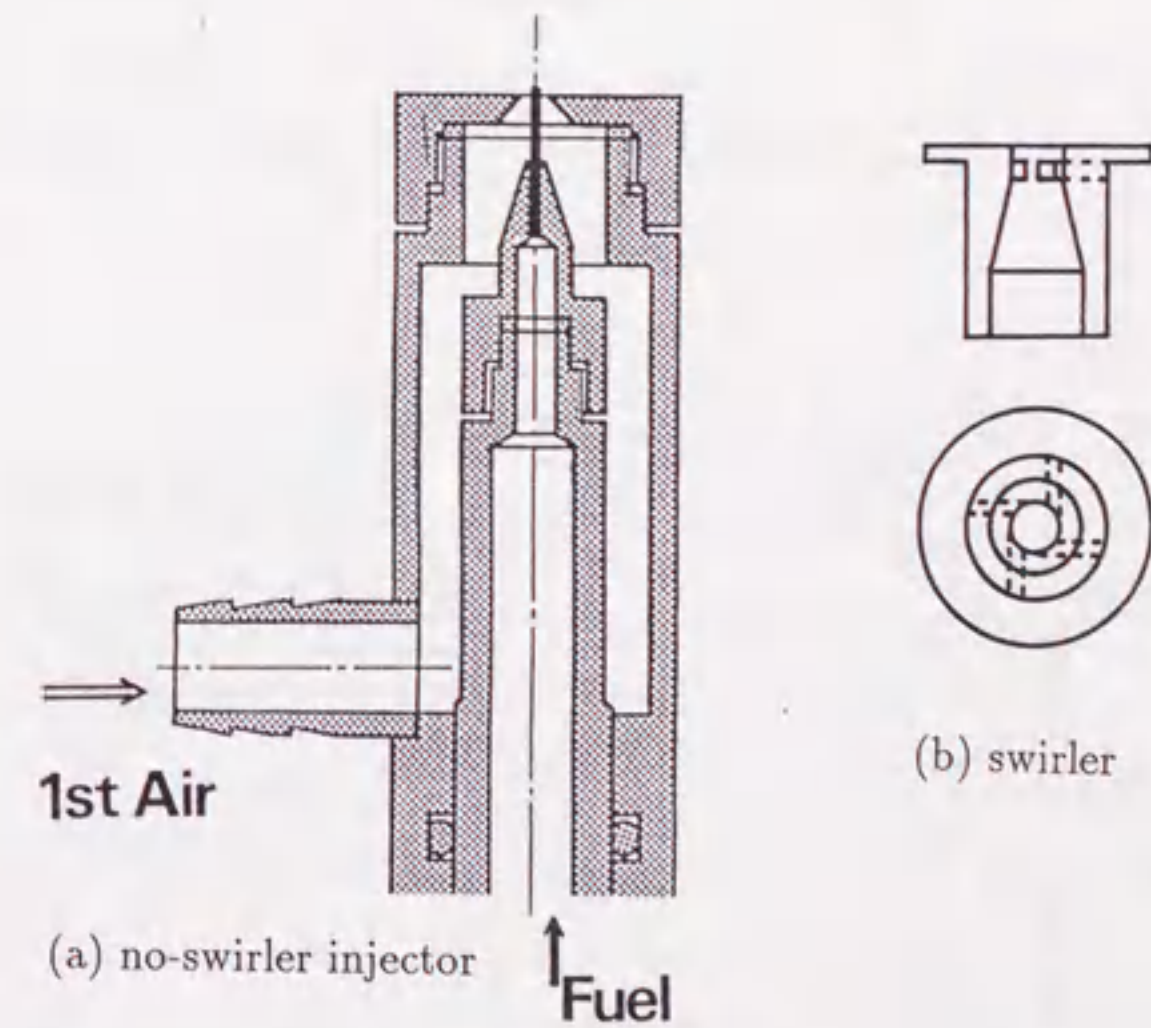


Fig.2-14 Air blast type fuel injector of the mini-burner; swirler injector is formed by installing the swirler into the atomization air passage near the outlet of the no-swirler injector.

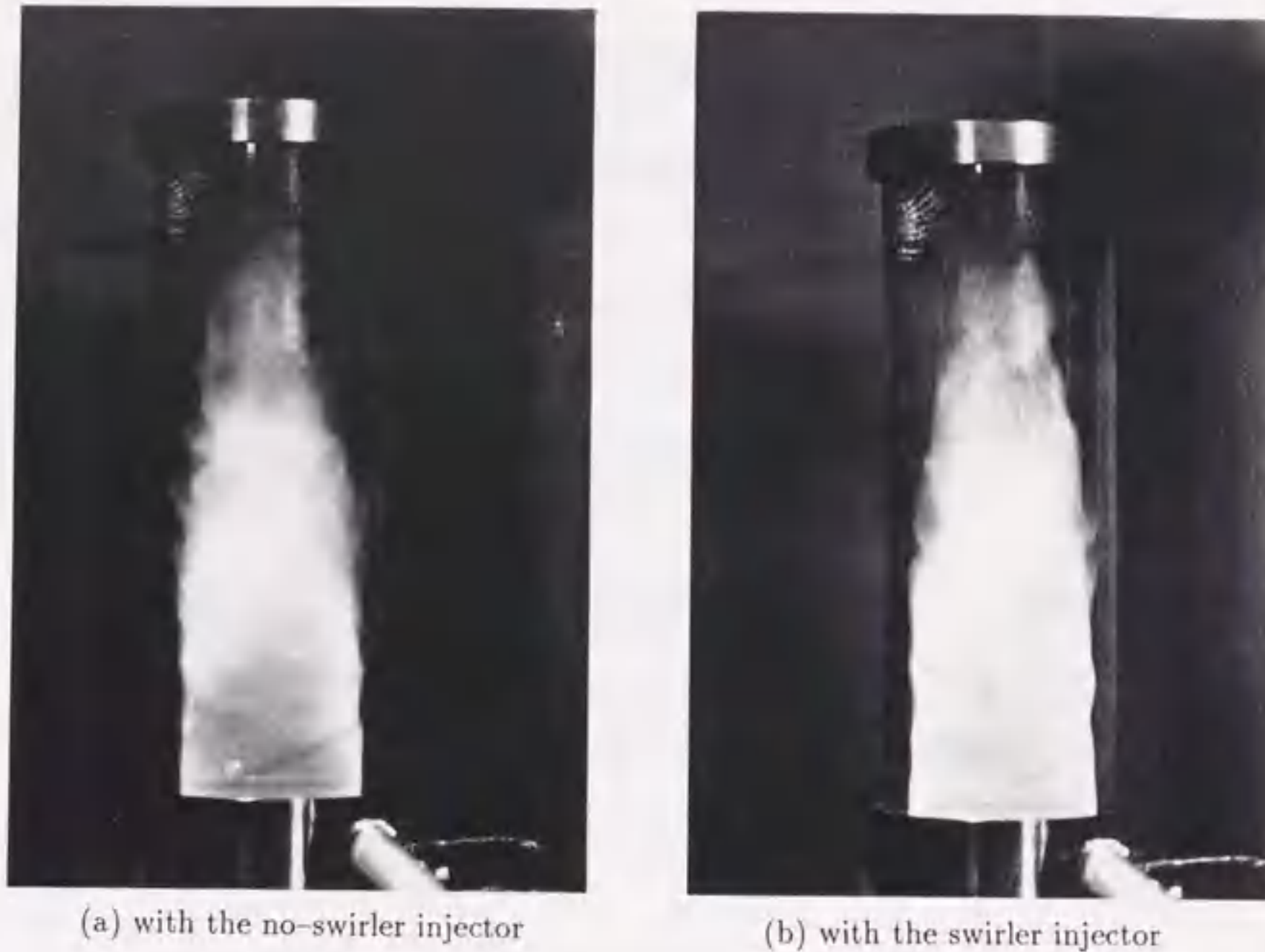


Fig.2-15 Photographs of combustion flow field in the mini-burner; (a) with the no-swirler injector, (b) with the swirler injector.

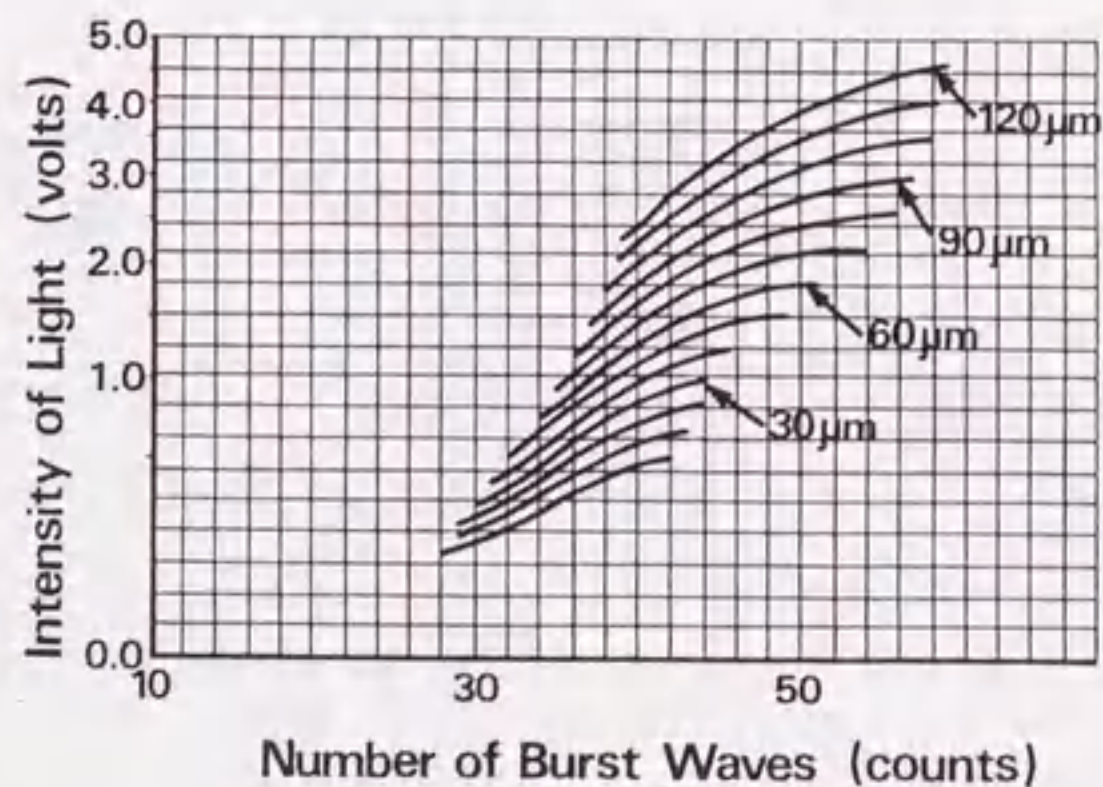


Fig.2-16 Modified calibrated lines of droplet diameter from that of Fig.2-11.

#### 2.4.2 非燃焼時の燃料噴射弁による噴霧の粒径・速度測定

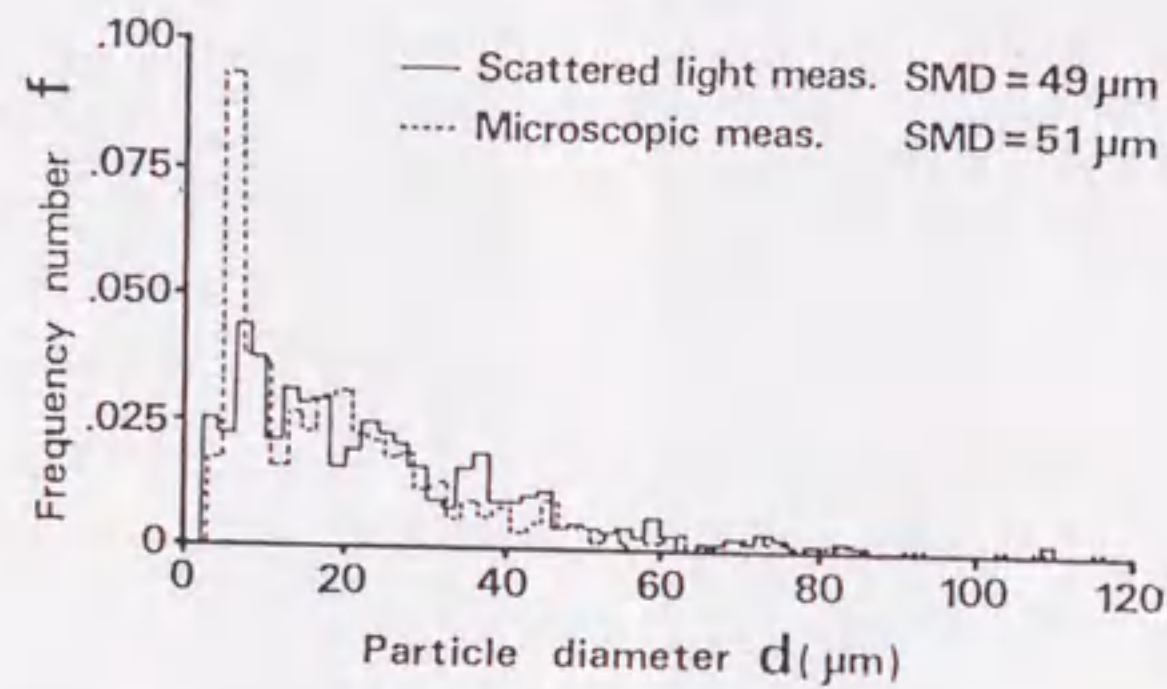
本実験のために作成した噴霧の散乱光強度  $I_p$  とバースト波数  $N$  に対する粒径検定曲線は先に図 2-11 で示した。これによると、 $I_p$  と  $N$  が小さい領域ではそれぞれの等粒径線が接近してくる。このため、この領域では  $I_p$  と  $N$  が大きい領域に比べ、 $N$  のわずかな測定誤差が粒径にとっては大きな誤差となる。そこで、今回の実験ではこの  $I_p$  と  $N$  の小さな領域を削除し、新たに図 2-16 に示す粒径検定曲線を作成した。

この粒径検定曲線を用い、小型燃焼器用の 2 種類の燃料噴射弁の非燃焼場（ただし二次空気は無し）における噴霧測定を行った。燃料流量および一次空気流量は表 2-2 と同一条件である。測定は燃料噴射ノズル出口から下流（上方）に 100mm の位置（中心線上）で行った。スワーラのない場合の結果を受け止め法による結果と比較して図 2-17a に示す。軽油による噴霧の受け止めにはペレテックス（ミヨシ油脂製 LT#150）を冷却して用いた。これによると、スワーラ無しの燃料噴射弁の場合、レーザー光（LDV）を利用した SMD の測定値が  $49\mu\text{m}$ 、一方、受け止めによる値が  $51\mu\text{m}$  となり、両者はよい一致を示す。さらに、それぞれの粒径分布もよく合っている。なお、受け止め法では  $4\sim 6\mu\text{m}$  の粒子数が突然多くになっているのに対し、レーザー計測ではそのような傾向がみられない。薄刃オリフィスと円筒液口による気流噴射弁の噴霧粒径分布は、抜山・棚沢の分布関数 [69] に代表されるように、一般的には  $\chi^2$  分布の滑らかな曲線となる。ところが、図 2-17a の分布は、 $4\sim 6\mu\text{m}$  の範囲で突然高くなり、その両側では急に低下している。本論文で使用した気流噴射弁は、先の単分散粒子発生器のような噴霧発生機構をしておらず、この  $4\sim 6\mu\text{m}$  の粒子数が突出する原因は、受け止め法の顕微鏡による手動計測の際、この粒径範囲のものを多く測定したためと考えられる。

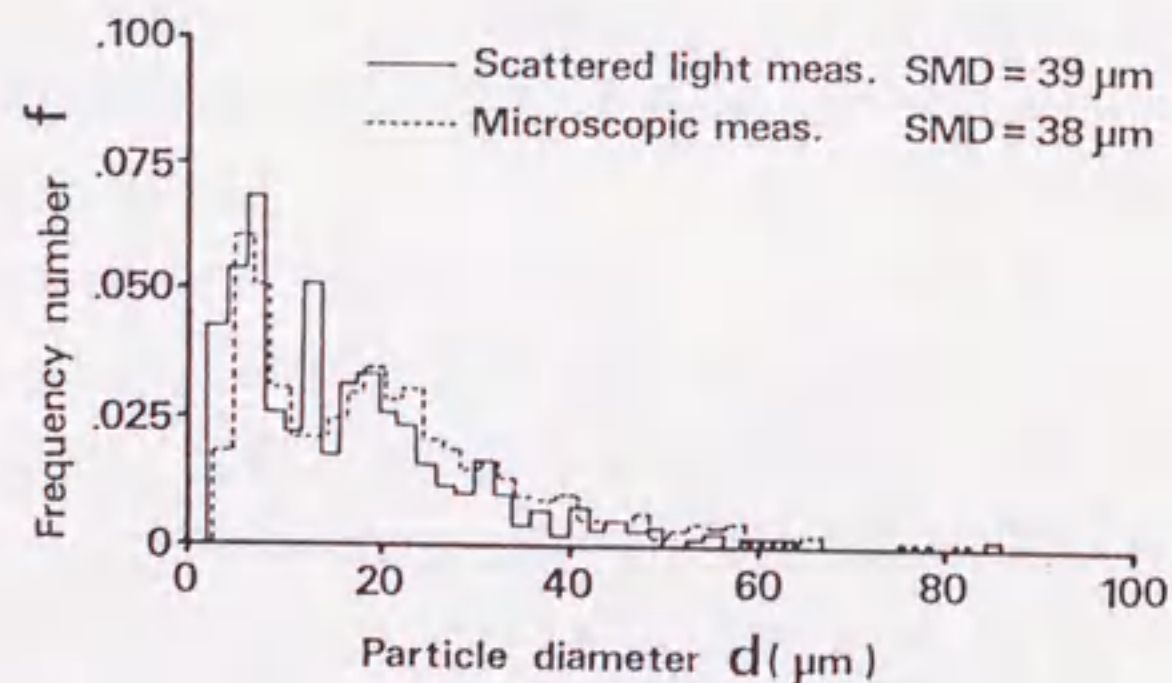
一方、図 2-17b のスワーラ有りの燃料噴射弁ではこのような粒径分布における突出はみられず、レーザー計測および受け止め法ともにほぼ滑らかな粒径分布を与えており、両者の一致もかなり良好である。SMD の値もレーザー計測が  $39\mu\text{m}$ 、受け止め法が  $38\mu\text{m}$  となり両者とも良く合致している。これら非燃焼時の粒径測定結果から、スワーラ有りの燃料噴射弁は無しの噴射弁に比べ、SMD 値で約  $10\mu\text{m}$  程小さな噴霧群を発生していることが分かった。

以上の結果から、図 2-16 に示す改良を加えた新たな粒径検定曲線により、噴霧の粒径分布と平均粒径がともに高精度に測定できることが分かった。また、粒径検定曲線





(a) No-swirler Injector



(b) Swirler Injector

Fig.2-17 Droplet size distributions measured by scattered light method (LDV system) and microscopic method; (a) no-swirler injector, (b) swirler injector.

の  $I_p$  と  $N$  の小さな領域の削除は、測定体積部の粒子サイズによる通過確率（捕捉率）に影響を及ぼし、ある特定の大きさの粒子を選択的に多く測定することが心配されるが、図 2-16 の粒径検定曲線からそのような不都合が生じないことも確認できた。

### 2.4.3 燃焼場における噴霧の粒径・速度測定

燃焼場での噴霧計測は、開発した噴霧粒径・速度同時測定システムの有用性の確認を兼ねている。一方、これまでに燃焼場の噴霧計測を行った研究は少なく（例えば [70],[71]）、特に、実用的な噴霧燃焼場における噴霧サイズに関する報告例がこれまでほとんど見られない。そこで、得られる噴霧データは新知見となることを期待し本実験を実施した。そして、次の点に注目した。

- (1) 燃焼場における噴霧群の時間・空間的な粒径変化。
- (2) 燃焼場と噴霧粒径または速度の関係。
- (3) スワラのある場合と無い場合の燃焼場の違い。

測定にあたって図 2-18 に示す円筒座標  $(r, \theta, z)$  を設定した。燃焼器底部の燃料噴射弁の噴口を原点とし、燃焼筒中心線を下流方向（上向き）に  $z$  軸、燃焼器側壁方向に  $r$  軸、LDV のレーザ光挿入方向を  $\theta = 0^\circ$  とした。燃焼場が軸対称であるため、測定は  $\theta = 0^\circ$  の領域で行った。なお、燃焼器の円筒ガラス保持のため、燃焼器底部から  $z = 15\text{mm}$  まで金属性のカバーがある。このため、 $z \leq 15\text{mm}$  の領域は LDV 計測が不可能である。

測定点は  $r, z$  軸方向にそれぞれ  $5\text{mm}$  の間隔で取り、データ捕捉率（データレート）が毎秒 1 データ未満となる領域まで行った。なお、噴霧速度は  $z$  軸方向成分について粒径とともに同時計測した。各測定点におけるデータのサンプリング総数は、それから計算される SMD 値が信頼性を持つように [72] 512 個以上とした（データ量が少ないと SMD の誤差が増大する）。また、燃焼場の空間的な温度分布を把握するため、CA（クロメル・アルメル）熱電対による温度計測も実施した。なお、温度計測での測定点の間隔も  $5\text{mm}$  である。

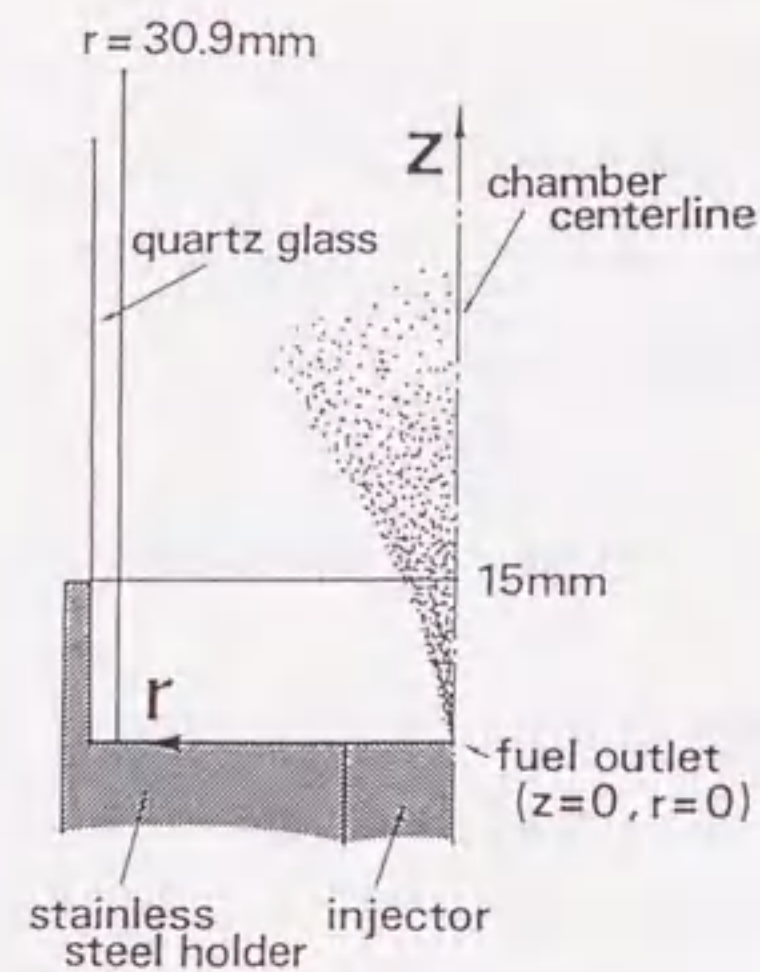


Fig.2-18 Coordinate systems.

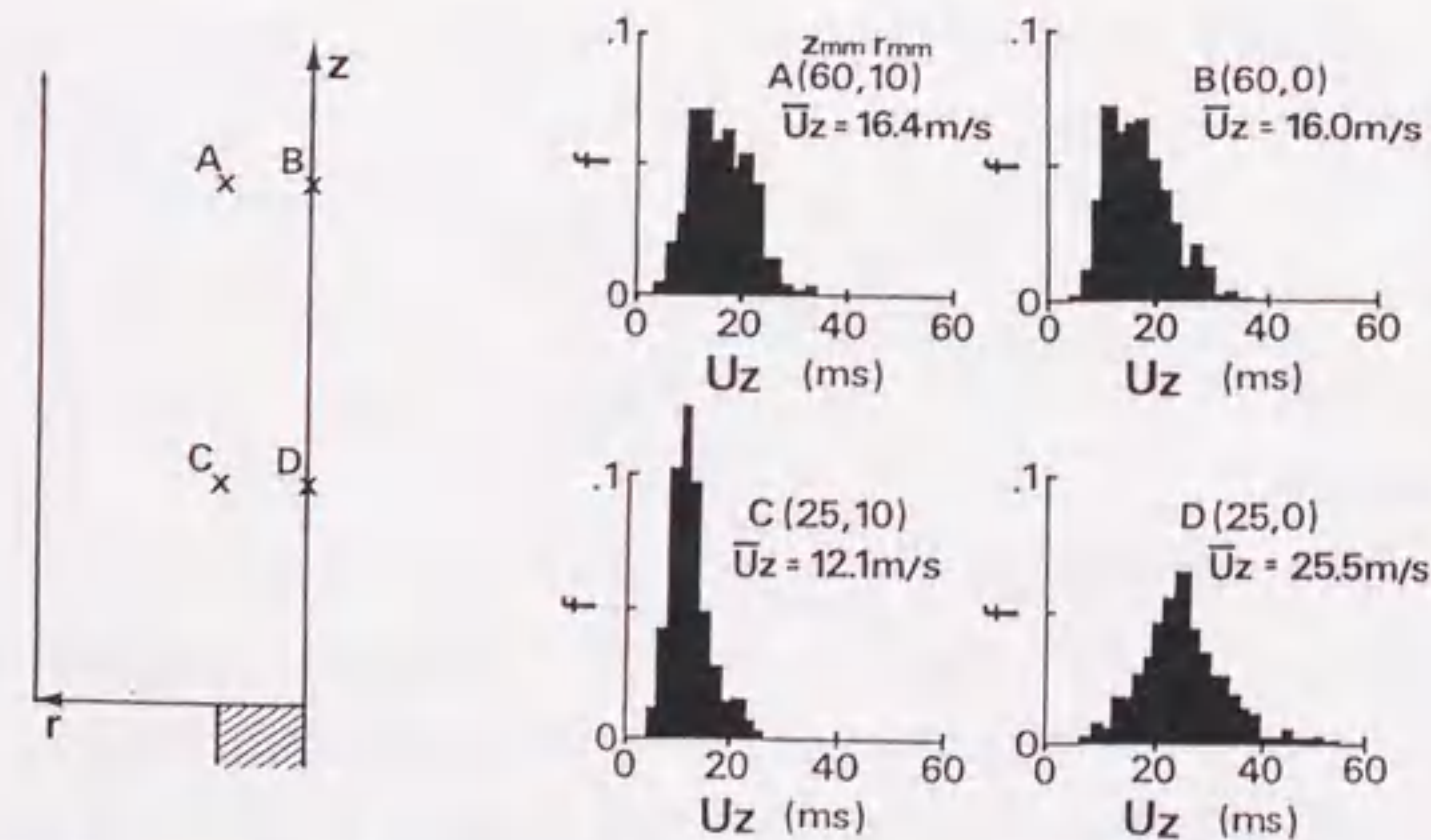


Fig.2-19 Droplet velocity distributions at representative points in the mini-burner with no-swirler injector;  $\bar{U}_z$  is ensemble averaged velocity.

### 2.4.3.1 噴霧速度分布の変化

スワラ無しの場合における噴霧の速度分布を図2-19に示す。燃料噴射弁に近い位置(D地点:  $r = 0\text{mm}$ ,  $z = 25\text{mm}$ )では流速が10m/s以下のものから40m/sを越える速いものまで、広範囲の速度を有する噴霧群が観測される。しかし、その横のC地点( $r = 10\text{mm}$ ,  $z = 25\text{mm}$ )になると、速度分布の広がりが減少し平均速度もD地点の25.5m/sから12.1m/sとほぼ半分になっている。さらに下流のB, A地点になるとこの流速分布の広がりはD地点のものより狭いもののC地点よりは広く、また速度分布にB, A両地点で大きな差がみられない。したがって、平均速度も約16m/sと両者一致している。このスワラ無しの場合には噴霧の主流がz軸方向を向いている。

以上のような噴霧速度分布になることについて、以下のように考えることができる。気流噴射弁の近傍では(D地点)、燃料微粒化用の空気速度の影響が強く残っており、さらに粒径分布も広範囲にわたることから、平均速度が高くかつその分布が広がる。しかし、この燃料噴霧群の主流が通過する位置から横に少しずれると(C地点)、微粒化用空気ジェットの端に相当するため噴霧速度が減少しその分布も狭くなる。一方、z軸方向に沿って下流へいくと(B, A地点)、C地点からの主流ジェットが広がってB, A地点を通過する。そのため速度分布は広く、BおよびA地点で(実際はその間の線上で)ほぼ同様となる。ただし、周囲空気による噴霧への抗力の作用、および蒸発による噴霧質量の減少に伴う飛翔方向への慣性が小さくなり噴霧速度が減少して平均速度が低下する。

スワラ有りの場合についても、無しの場合とほぼ同じ傾向を示す。ただしこの場合は、後述するように噴霧主流の飛翔方向がz軸方向から半径方向に若干傾く。

### 2.4.3.2 噴霧粒径分布の変化

スワラ無しの場合における気流噴射弁による燃焼場の、代表的な位置における噴霧の粒径分布を図2-20に示す。燃料噴射弁から噴出した直後の噴霧の粒径分布は、先の非燃焼時の噴霧粒径分布、図2-17aと同じと考えられる。そこでこれと比較すると、高温場に噴射された噴霧群は、 $r = 20\text{mm}$ の位置で小径粒子の頻度が燃料噴射弁出口の値の約1/2

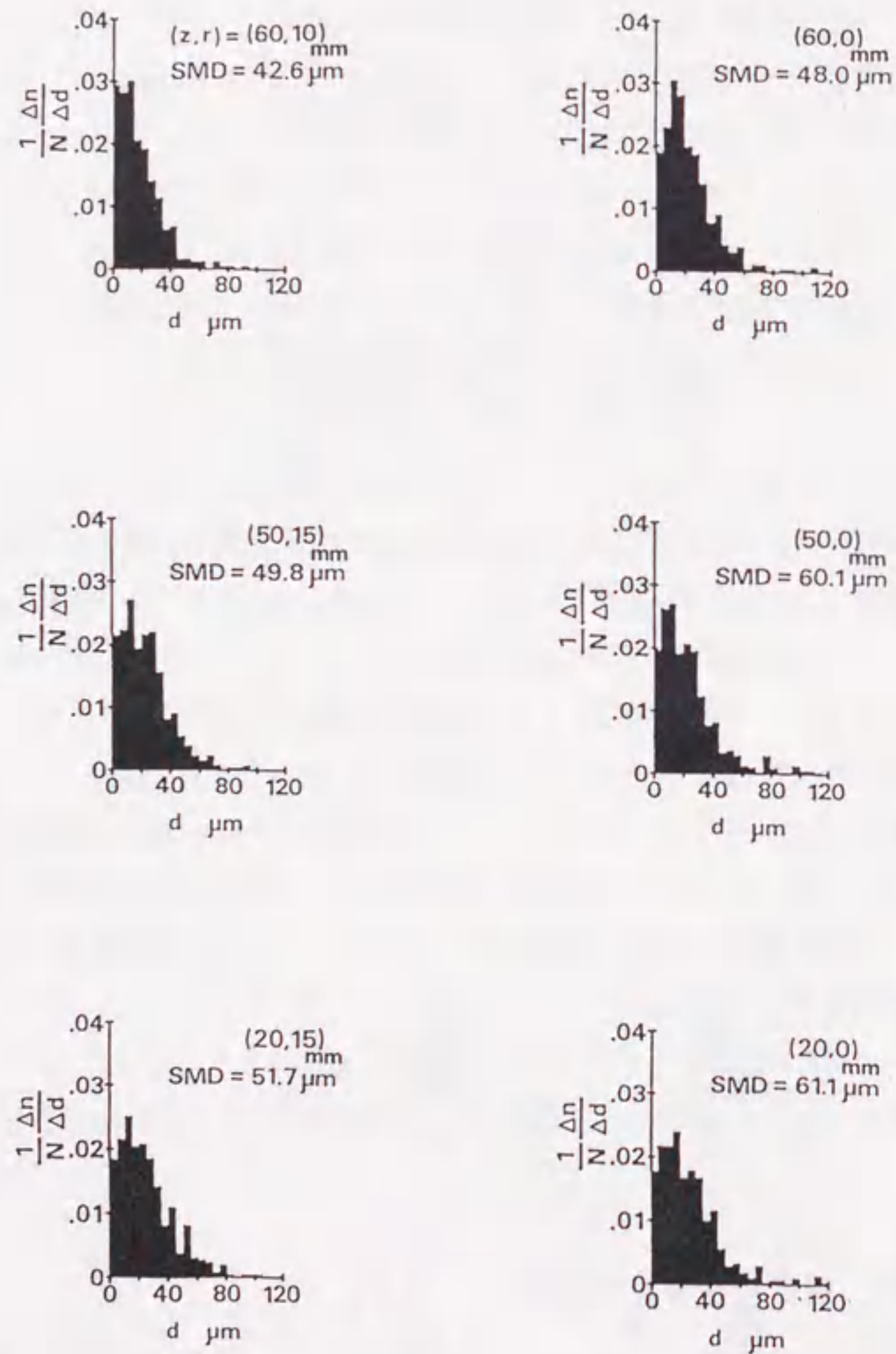


Fig.2-20 Droplet size distributions at representative points in the mini-burner with no-swirler injector.

に減少する。その後下流にいくにつれて、今度は逆に大径粒子の頻度が減少し、代わりに小径粒子の頻度が増加する。

SMD の変化について、噴射弁から噴出直後の値は約  $50\mu\text{m}$ 、その後  $10\sim 15\mu\text{m}$  程度増加して最大値となり、その後再び減少していく。そして、SMD が  $40\mu\text{m}$  付近に達すると急速に蒸発し噴霧としては観測されなくなる。データレートが 1 カウント/s 以下になると測定を打ち切っていることもあるが、その後方  $5\text{mm}$  での計測点では粒子の存在が認められなかった。

スワラ有りの場合の燃焼場における粒径の変化についてもこれと同様な傾向がみられ、最初 SMD は  $10\sim 15\mu\text{m}$  程度増加し、その後減少してある位置から急に噴霧粒子が観察されなくなる。ただし、この場合、粒径は先のスワラ無しの場合と比べ約  $10\mu\text{m}$  程度小さな範囲で変化している。スワラ有り、無しの両燃焼場の詳細については後述べる。また、スワラ無し有りの両方の場合において、噴霧の粒径と速度に相関関係は認められなかった。

### 2.4.3.3 噴霧燃焼場

スワラ無しと有りの場合の噴霧燃焼場の様子を図 2-21 に示す。これは上述の噴霧平均粒径、平均速度、さらに CA 熱電対による温度測定結果を基に、等 SMD 線、等速度線、等温度線で整理したものである。この図から以下のような燃焼場の特徴が分かる。

#### (1) 燃焼場における噴霧粒径の変化について

スワラの有り・無しともに、SMD は初期粒径（これは図 2-17 で示される非燃焼場の値を有すると考えられる）から  $10\sim 15\mu\text{m}$  ほど増加して最大値となる。その後、下流にいくにつれて SMD は減少し、最大粒径から  $10\sim 20\mu\text{m}$  程度小さくなった後、急に噴霧が蒸発して消失する。これは次のような理由によるものと考えられる。すなわち、燃料噴射弁から噴出された噴霧は、数の上では小径粒子のものが支配的であるが大径のものもかなり含まれている。これらの噴霧が高温場さらされると蒸発を始

めるが、その際、噴霧液滴が沸点に達するまでの間は、蒸発は主に液滴周囲ガスとの濃度差によるもので、この蒸発量は小さい。したがって、この間の液滴サイズにあまり大きな変化はない。液滴が沸点に達するのに要する時間は液滴サイズによって差異があり、大きな噴霧では長く、小径噴霧では短い。したがって、高温場にさらされた噴霧群のうち、小径のものは蒸発を早く始め、大径のものは蒸発が遅くなる。その結果、粒径による噴霧群の相対的な数（頻度分布）の変化は、燃料噴霧が噴射されたすぐその後では、沸点に速く達した小径噴霧が蒸発し、その結果、小径粒子数が減少し相対的に大径粒子数が増える。これは SMD 値の増加となって現れる。さらに、大径側の噴霧粒子も沸点に達し蒸発を開始すると、それ以後は大径側の粒子がなくなるだけで、相対的に小径噴霧の頻度が増加し SMD 値は減少していく。ところが、本研究では測定点を 5mm 毎にトラバースし、かつ計測をデータレートが 1 カウント/s 以上の点に制限している。したがって、小径側のあるサイズ以下に全ての噴霧が達してしまうと、その先 5mm 離れた位置では蒸発が早く噴霧が急速になくなってしまいうような現象が起きる。恐らく、この 5mm、1 カウント/s の条件を課さず、その中間の位置で計測を行えば、図 2-21 にみられるよりも小さな値の SMD 値までその減少が確かめられるであろう。

スワロー有りの燃料噴射弁の場合には、無い場合と比べて燃焼場全域にわたり SMD で  $10\mu\text{m}$  程度小さくなっている。これは非燃焼場での SMD 値の両者の差と対応している。

## (2) 燃焼場における噴霧粒子の空間的な広がりについて

これは、スワロー有りと無しの場合で大きな差がある。スワロー有りの場合は、せいぜい  $r=20\text{ mm}$ ,  $z=45\text{ mm}$  までの領域であるが、スワロー無しの場合には  $z=60\text{ mm}$ , さらには (1 カウント/s の条件は満たさないが)  $r=0\text{ mm}$ ,  $z=110\text{ mm}$  の下流においても噴霧が確認された。これは、スワロー無しの燃料噴射弁が、ランダムにもしくは周期的に相当大きなサイズの噴霧を発生し、それがかなり下流にまで噴霧液滴として存在することを示している。一方、スワロー有りの燃料噴射弁は安定に燃料を微粒化し、スワロー無しのような極端に大きな噴霧の発生がない。そのため、スワロー有りの場合には 1 カウント/s の条件をたとえ無視しても、 $z=50\text{ mm}$  より下流において噴霧

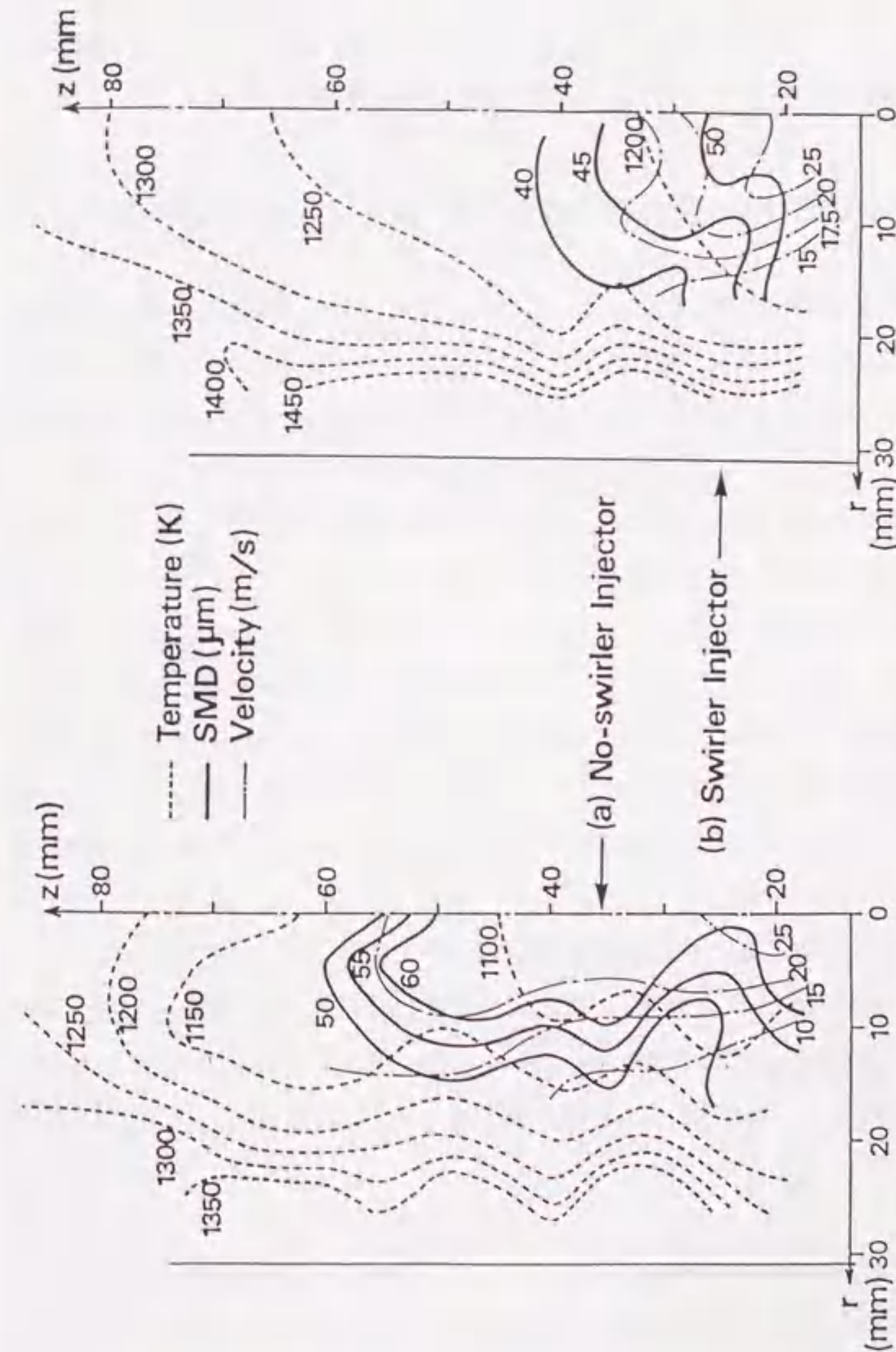


Fig.2-21 Combustion flow fields in the mini-burners; (a) with no-swirler injector, (b) with swirler injector.

が存在しなかった。

この燃料噴射弁の噴霧微粒化機構の差による燃焼場への影響として、両者の平均的な温度分布に差がみられる。すなわち、スワロー有りの場合は無しの場合に比べて燃焼場の温度が約 100K 高く、最高で 1450K に達している。この平均温度から判断する限り、本連続燃焼器にはスワロー有りの燃料噴射弁の方が適している。

### (3) 燃焼場における噴霧粒径、噴霧速度、および温度場の関係について

これをさらに分かりやすくするため、スワロー有りの場合の空間的な相対噴霧数密度を図 2-22 に示す。これは一定量のデータを採取するのに要した時間をもとに作成した。それぞれ  $z$  軸方向の位置毎に整理されており、水平線からの山の高さを他の位置のものと比較することにより、相対的な噴霧数密度の比が分かるようになっている。これによると噴霧数密度の高い主流は、下流にいくと燃焼器の中心軸 ( $z$  軸) から離れており、 $z=25$  mm 以降ではほぼ  $r=10$  mm にそのピークがある。これと先のスワロー有りの燃焼場の様子を比較すると、この主流に沿うように等 SMD 線が外に向かって張り出している。また、その方向に沿って噴霧速度の大きな領域が形成されている。さらに、この SMD が大きくなる方向の延長線上 ( $r=20$  mm,  $z=35$  mm 付近) に、高温部の内側への張り出しが形成されている。空間的に SMD が大きく張り出す方向に高温部の内側への張り出しが形成されるという傾向は、スワロー無しの燃料噴射弁の燃焼場においても観測される。

これは上述の噴霧主流の中の多量の小径噴霧が早く蒸発してその数が減少し、そのために SMD が増加するためである。また、その延長線方向にこの気化した多量の燃料が供給されるため、高温部の張り出しとなって現れている。なお、図 2-22 の噴霧数密度の分布をみると、噴霧数の変化は非線形関数 (例えば指数関数) で表現できるような減少をしている。

燃料噴射弁近傍の噴霧挙動を調べるため、スワロー有りの燃料噴射弁を燃焼器の低部から 15 mm 突出させその燃焼場をレーザ計測した。結果を図 2-23 に示す。燃料噴射弁の突出の影響が SMD, 噴霧速度に現れている。ちょうど図 2-21b の各等物理量線を  $z$  軸方向に引き延ばしたような形になっている。燃料噴射弁近傍の噴霧の特徴と

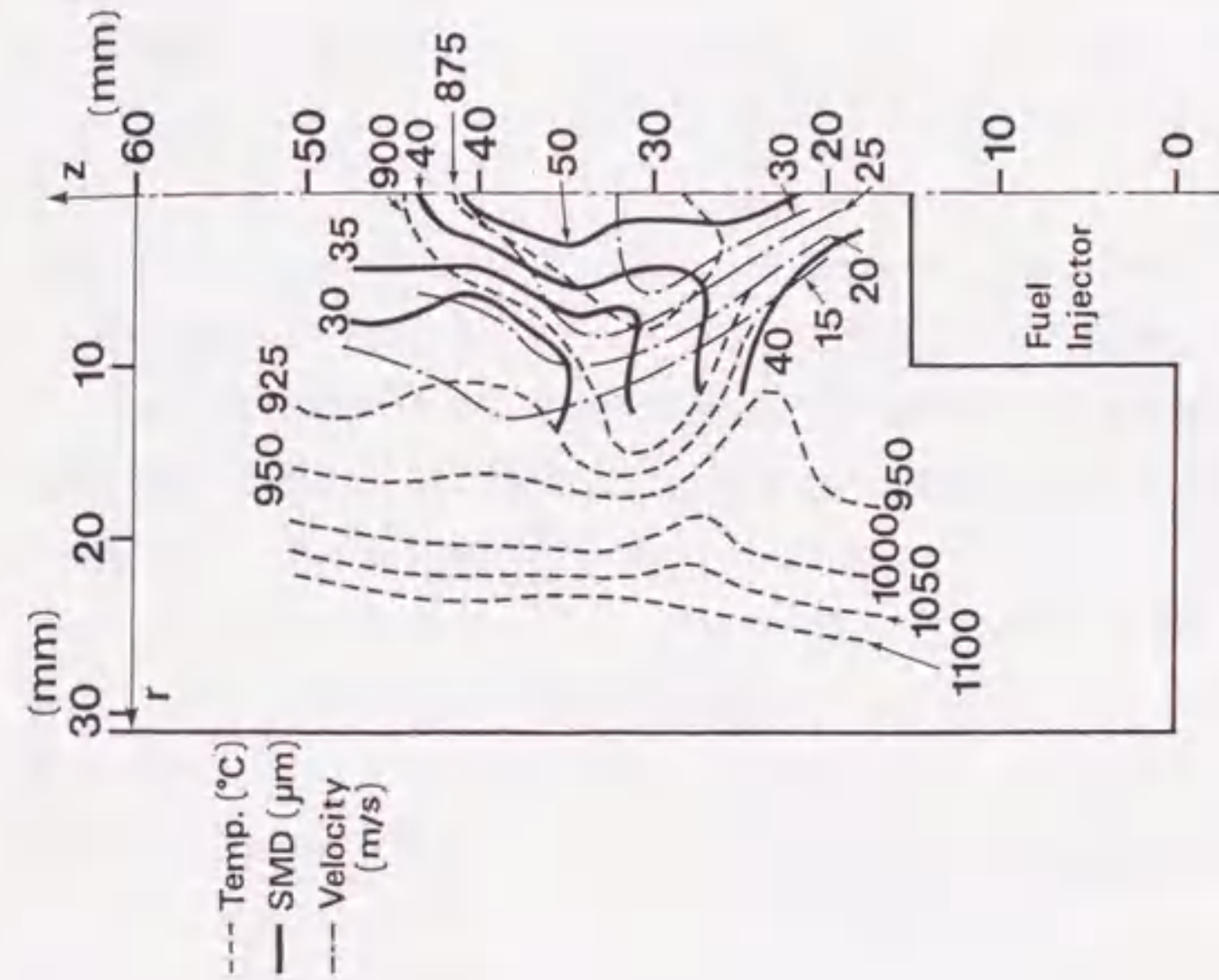


Fig.2-23 Combustion flow field in the mini-burner with the swirler injector projecting 15mm from the normal position.

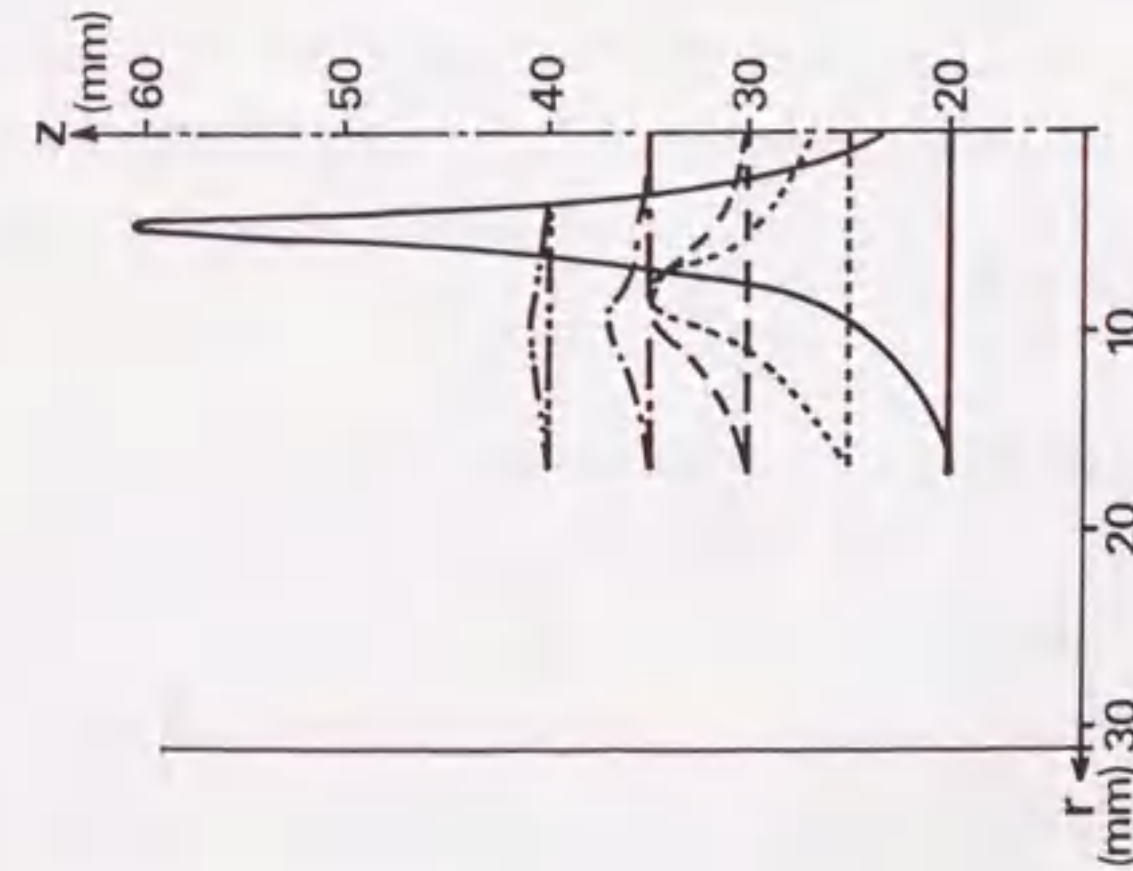


Fig.2-22 Relative number density of fuel droplets in the mini-burner with the swirler injector; the height at each point indicates the relative number density.

して、噴霧群の側端付近と思われる SMD が  $40\mu\text{m}$  の等粒径線、および中心軸付近の  $50\mu\text{m}$  の等 SMD 線がみられる。また、この場合も上述の燃焼場における噴霧粒径、速度、温度場の関係が成立しているのが分かる。

ところで、本測定では図 2-15 にみられるように、すすを多量に含む輝炎中の噴霧による散乱光の計測を行い粒径を決定している。そのため、火炎、さらには燃焼器のガラス円筒による光の減衰が測定された粒径に影響を及ぼしていることが考えられる。そこで、本粒径測定値に対する火炎およびガラス窓の影響について検討し、本章末の付録に記載する。

## 2.5 噴霧の蒸発による粒径変化について

前節では燃焼高温場中における噴霧粒径の変化について、実験結果に基づきその挙動の原因を推測し考察した。本節ではさらに、この噴霧蒸発の数値計算を行い、燃焼場における粒径の変化について詳細な検討を加える。特に、高温場における SMD の増加とその最大値に至る過程について、また、その後の SMD の減少と急速な噴霧蒸発に焦点を当て、前節の考察の妥当性について検討した。

### 2.5.1 噴霧蒸発の計算方法

スワロー有りの気流噴射弁による燃焼場における噴霧群の蒸発を対象に、その数値計算を行った。方法は、非燃焼時のスワロー有りの気流噴射弁による噴霧測定データを基に計算初期の噴霧粒径分布を与える。その噴霧群が前章の CA 熱電対により計測した高温場中に突然さらされたとして、その時の粒径の変化を計算により求めた。

まず、初期の噴霧粒径分布を数式で与える必要がある。図 2-17b の LDV 実験による噴霧粒径分布を、次式の抜山・棚沢の粒径分布関数で表すため最小自乗近似してそれ

ぞれの係数を決定した。

$$\frac{\Delta n}{n_0} = Ad^\alpha \exp(-Bd^\beta) \quad (2-2)$$

ここで、 $n_0$  は初期の全噴霧総数、 $\Delta n$  は噴霧粒径が  $d$  と  $d + \Delta d$  の範囲に存在する噴霧数を表す。また、 $A$ 、 $B$ 、 $\alpha$  および  $\beta$  は定数で、最小自乗法により決定される。この粒径分布関数は非線形式であるため、最小自乗近似により各係数を求めるにあたり、解（粒径分布）が収束するまでシプレックス法を適用して繰り返し計算を行った。この計算により得られた初期噴霧粒径分布の結果を図 2-24 に示す。図には LDV 実験による測定結果もヒストグラムで示されている。ところで、噴霧の蒸発を計算する際、上式の粒径分布関数はどこまでも大きな粒径の噴霧が存在する。そのため、初期噴霧の最大粒径を規定する必要がある。本計算では最大粒径を  $74\mu\text{m}$  とした。この最大粒径を有する噴霧数は、初期粒径分布の中で最も頻度の高い粒径のものの 0.43% に相当する。

噴霧液滴の蒸発モデルはいくつか提案されているが [73]-[76]、ここでは Farag らによるモデル [73] を採用した。Farag の噴霧蒸発モデルを図 2-25 に示す。これは噴霧液滴温度が沸点に達するまでの時間、粒径は変化せず一定の値を保つ。沸点に達した後は時間の経過とともに噴霧粒径の二乗が一定の割合で減少していく ( $d^2$  則に従う) のとする。噴霧粒径が蒸発を始めるまでの加熱時間 (heating-up time)  $t_{pr}$ 、および噴霧の蒸発速度  $C_e$  (粒径の二乗が時間とともに減少する勾配) はそれぞれ次式によって表される。

$$t_{pr} = \frac{C_l \rho_l d}{6\lambda Nu} \ln \left( \frac{T_a - T_0}{T_a - T_b} \right) \quad (2-3)$$

$$\begin{aligned} C_e &= -\frac{\Delta d^2}{\Delta t} \\ &= \frac{4Nu\rho_g\alpha_g}{\rho_l} \ln \left[ 1 + \frac{C_g}{L}(T_a - T_b) \right] \end{aligned} \quad (2-4)$$

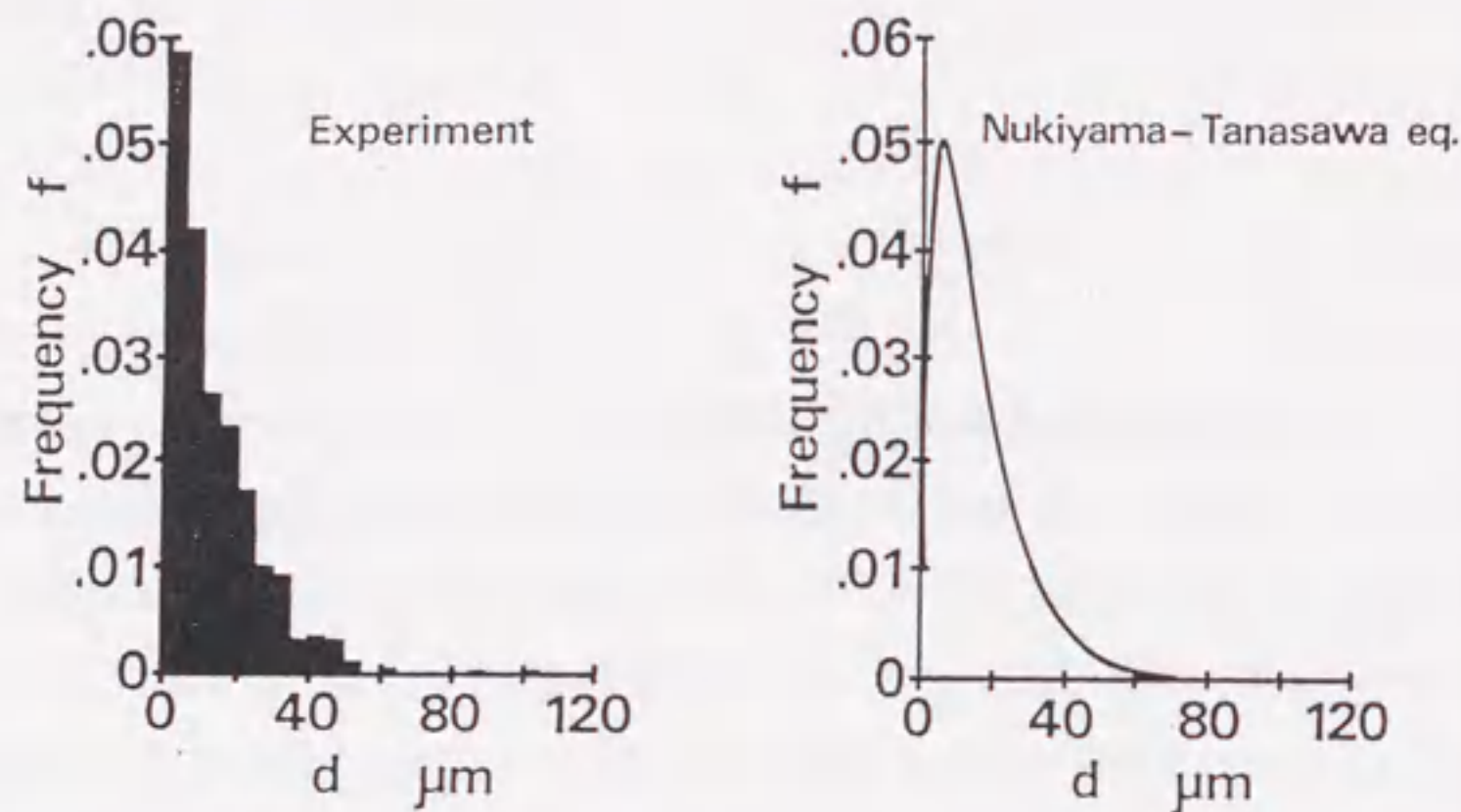


Fig.2-24 Approximation of initial droplet size distribution by Nukiyama-Tanasawa's distribution equation.

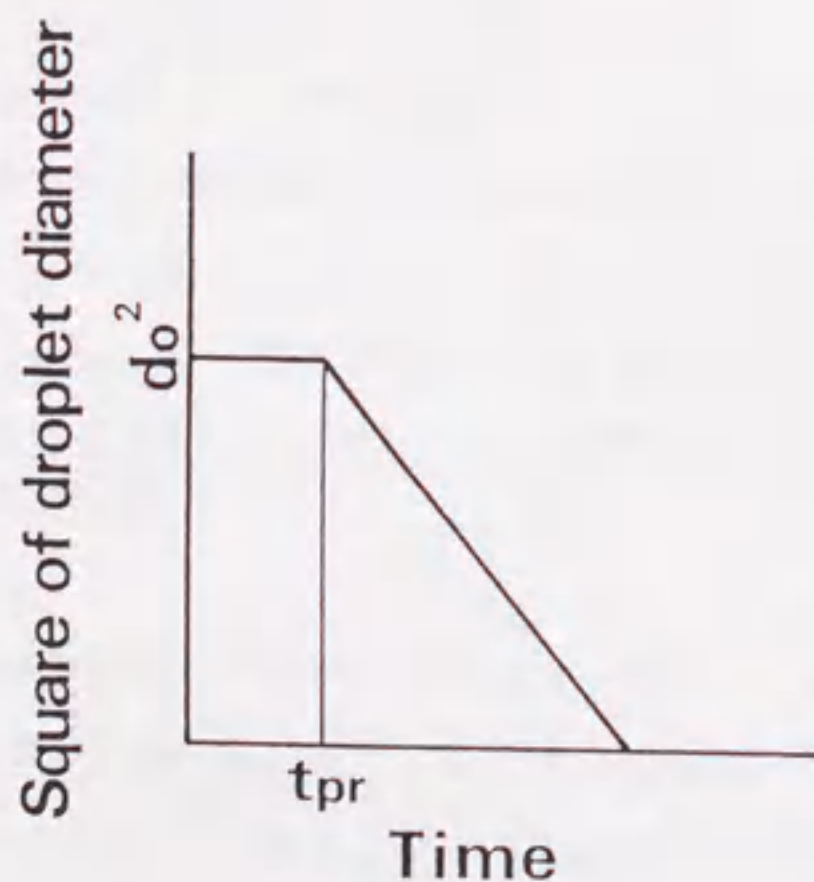


Fig.2-25 Evaporating process of a fuel droplet by Farag et al.[73].

ここで、 $C_l$  および  $\rho_l$  はそれぞれ噴霧液滴の平均比熱と密度である。  $T_a$ 、  $T_0$ 、  $T_b$  はそれぞれ噴霧周囲空気の温度、噴霧の初期温度、および噴霧の沸点である。 また、  $\rho_g$ 、  $\alpha_g$ 、 および  $C_g$  はそれぞれ噴霧液滴周囲空気の密度、熱拡散率、比熱を表す。 さらに、  $\lambda$  は空気の熱伝導率を、  $L$  は噴霧の潜熱を、  $Nu$  はヌッセルト数を表す。 なお、  $Nu$  は Spalding による次式 [77] で与えた。

$$Nu = 2 + 0.6Re^{1/2}Pr^{1/3} \quad (2-5)$$

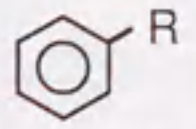
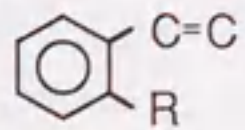
ここで、  $Re$  および  $Pr$  はそれぞれレイノルズ数、プラントル数である。 したがって、高温場にさらされた噴霧（初期粒径を  $d_0$  とする）は、時間  $t$  の経過とともに次式により粒径  $d$  が変化する。

$$\begin{aligned} d &= d_0 && \text{for } t \leq t_{pr} \\ d^2 &= d_0^2 - C_e(t - t_{pr}) && \text{for } t > t_{pr} \end{aligned} \quad (2-6)$$

ところで、先の実験では燃料に JIS-2 号軽油を用いた。噴霧蒸発の計算においても燃料の高温における比熱、密度といった物性値を規定する必要がある。しかし、軽油は混合油であるために、また製油所によっても（ロットによって）その成分が異なるため、計算に必要なこれらの物性値が未知である。そこで、本計算においては燃料をセタン（ヘキサデカン）として取り扱った。これは実験に使用した JIS-2 号軽油を、FIMS（Field Ionization Mass Spectroscopy）装置により成分分析したところ、表 2-3 に示すような結果となった。分子量、水素/炭素の比率、さらにパラフィン系炭化水素の量が最も多く含まれていることから、炭化水素の中ではセタンに最も近いと判断した。

噴霧液滴の周囲ガスは空気として取り扱った。噴霧の初期温度、および周囲の空気温度はそれぞれ 400K、1200K（一定）とし、この温度に対する空気の物性値を与えた [78],[79]。噴霧の初期温度はそれが時間的な粒径の変化に及ぼす影響が大きいため、図

Table 2-3 Quantitative chemical analysis of the light oil with field ionization mass spectroscopy (FIMS)

number-averaged molecular weight		217.8
weight-averaged molecular weight		229.5
root mean square molecular weight		223.5
distribution		1.05
ratio of hydrogen to carbon H/C		1.86 (mol ratio)
paraffin hydrocarbon	$C_nH_{2n+2}$	34.2 mol %
olefin hydrocarbon etc.	$C_nH_{2n}$	17.4 mol %
diolefin hydrocarbon etc.	$C_nH_{2n-2}$	11.0 mol %
triolefin hydrocarbon etc.	$C_nH_{2n-4}$	5.4 mol %
 etc.	$C_nH_{2n-6}$	14.7 mol %
 etc.	$C_nH_{2n-8}$	11.6 mol %
others		5.7 mol %

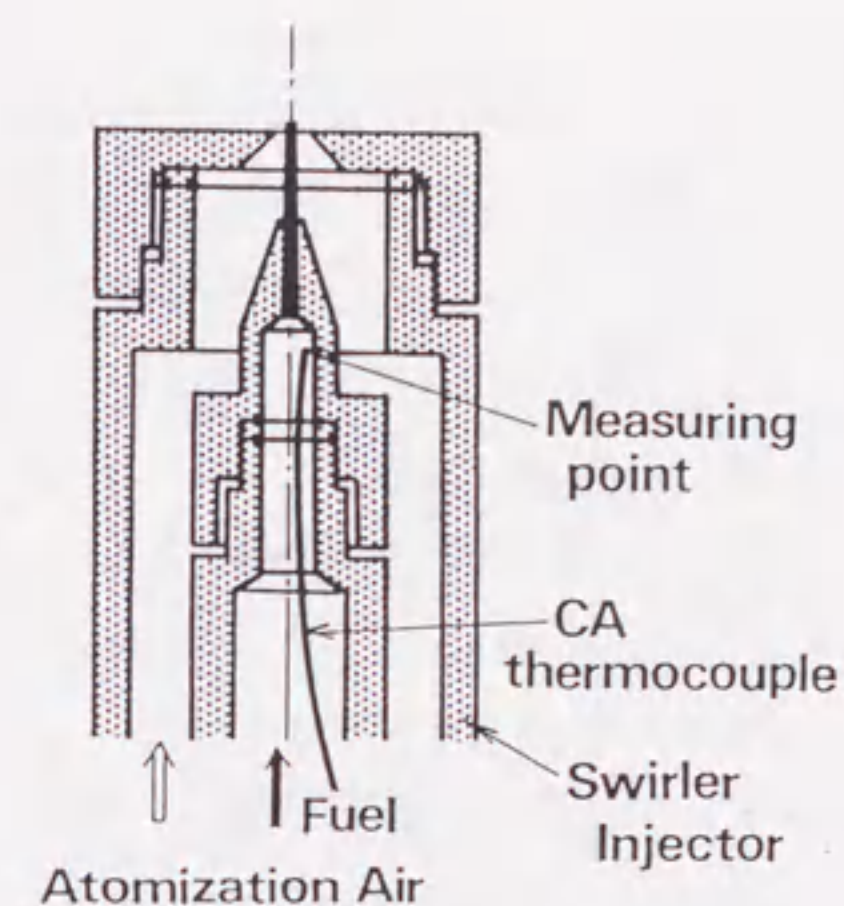


Fig.2-26 Measurement of initial fuel temperature with a chromel-almel(CA) thermocouple for numerical calculation of droplet evaporation.

2-26 に示すように CA 熱電対を用い気流噴射弁の燃料出口近傍の通路部における燃料温度を実測した値である。CA 熱電対には直径 0.2 mm のものを用いた。噴霧の周囲空気温度は図 2-21b の結果から決定した。また、ヌッセルト数  $Nu$  の中のレイノルズ数  $Re$  は、その代表長さを初期噴霧群の算術平均粒径で、代表速度にはその噴霧群の平均速度を用いて定義し、 $Re$  数は蒸発の計算において一定とした。

### 2.5.2 噴霧蒸発に関する計算結果

時間経過に対する SMD の変化を図 2-27 に示す。図 2-27 には前節の実験結果 (図 2-21b) から得られる SMD の時間変化も示した。この実験による値は、図 2-21b の測定位置と各位置における噴霧の平均速度を基に算出した。計算による SMD の変化について、最初 ( $t=0$  ms) SMD は  $35\mu m$  で、時間の経過とともにその値は大きくなっていくがその勾配は徐々に減少し、 $t=1.8ms$  で最大値  $50\mu m$  に達する。その後 SMD は



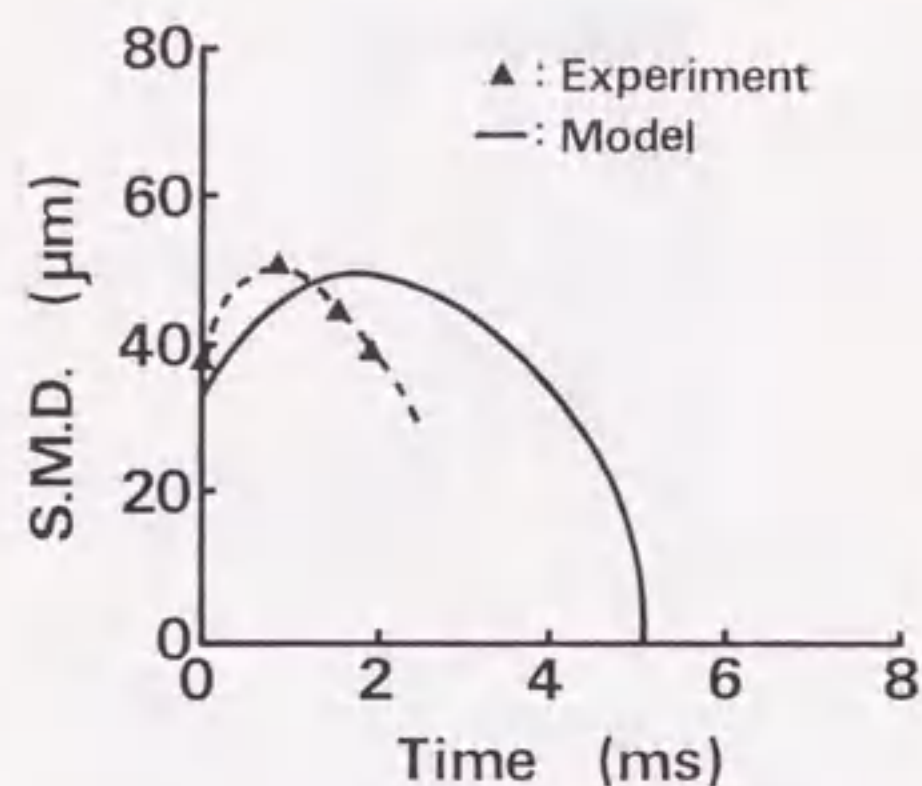


Fig.2-27 Calculated SMD variation with time compared with experiment.

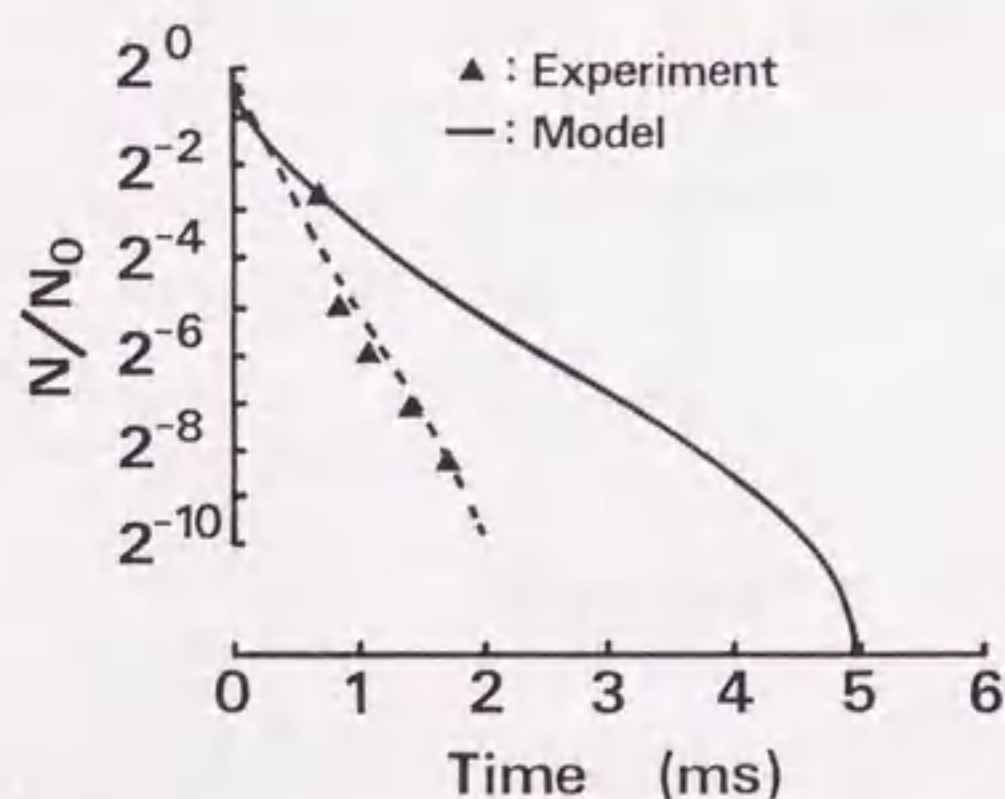


Fig.2-28 Calculated droplet number variation with time; N is current total number and No is initial one.

減少していくが、時間が経つにつれその減少割合は増加し、最後は急速に蒸発し消失する。このような傾向は実験結果にも現れているが、実験の場合には計算よりも時間的に一層早くこのような現象が現れている。実験と計算では燃料に軽油とセタンの差があるものの、SMDの最大値が初期粒径よりも $15\mu\text{m}$ ほど大きくなるとか、SMDの増減における勾配の変化など、実験と計算で定性的には良く合っている。

次に、噴霧総数の時間的な変化について、その計算結果を図2-28に示し、実験結果に基づく噴霧総数の変化も示してある。縦軸は初期の噴霧総数 $N_0$ に対する各時刻での噴霧総数 $N$ の比 $N/N_0$ を対数目盛りで示している。実験による値は前章の図2-22の結果を基に先と同様にして求めた。また、実験データはその最初の時刻における値を計算結果と一致するようにして作成した。図2-28から、時間とともに噴霧数が計算、実験ともに指数関数的に減少しているのが分かる。ただし、その減少率は実験の方が速い。先のSMDの変化においても実験の方が時間的に速くその現象が現れ、この噴霧数の変化もそれと対応している。

これらSMDと噴霧数の時間的な変化における両者の差について、この原因を次のように考えることができる。まず第一は、実験では燃料が混合油からなる軽油によるものであり、計算はセタンで行ったためである。すなわち、混合油の中にはセタンよりも低沸点の成分や蒸発速度の大きな成分が含まれており、それらの成分による蒸発でこのような実験と計算の差を生じたと考えられる。第二は、噴霧液滴周囲の熱伝達に関する環境について、液滴の周りを空気だけで想定したり、乱流による熱移動への効果が考えられていなかったり、さらにはレイノルズ数、プラントル数、したがってヌッセルト数などのパラメータを一定としたことなど種々の影響が考えられる。本計算は噴霧群の蒸発にともなうSMD、噴霧数、さらには粒径分布の変化に対する、基本的な現象を理解するために行ったもので、これらの変化に対する理解は十分得られるため、定量的な差に対するこれ以上の議論は避ける。計算結果によると噴霧群が高温下に急にさらされると、5ms経過後にはその総数が最初の0.1%以下になり、噴霧蒸発が相当速いことが分かる。計算におけるセタンの蒸発速度は $1.757 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$ であり、図2-27および28の結果から、軽油の1200Kにおける噴霧蒸発速度はこれよりもさらに大きな値をもつものと考えられる。なお、懸垂液滴のカメラ撮影による方法とは別に、噴霧粒子による光回折からその粒径変化を求め、噴霧の蒸発速度を測定した報告もある[80],[81]。

次に、代表的な経過時刻 ( $t=0, 1, 2, 3, 4$  ms) における噴霧の粒径分布を図 2-29 に示す。図の縦軸は各時刻における噴霧総数  $N$  に対する噴霧数 ( $\Delta n/\Delta d$ ) の比で表示した。これによると、 $t=1$  ms 以後の粒径分布において、大径粒子が不連続な分布を示している。これは初期粒径分布を与える際、その最大粒径を  $74\mu\text{m}$  とし、それよりも大きな粒子はないと仮定したためである。 $t=0$  ms から  $1$  ms までの粒径分布の変化は、小径粒子数が激減し相対的に大径粒子の頻度が大きくなるため、初期の粒径分布から大きく変化している。 $1$  ms 以後になるとほとんどの噴霧が蒸発を開始しそのサイズが減少するため、小径粒子側の頻度が時間とともに増加する。なお、このように粒径分布が変化する様子は、前述のスワラ無しの燃料噴射弁の燃焼場における粒径分布の変化 (図 2-19) にもよく表れている。また、最大粒径  $74\mu\text{m}$  の制限を取り除き、初期の噴霧総数  $N_0$  に対する噴霧数の比率で各時刻の粒径分布を表示した結果を図 2-30 に示す。大径粒子がいつまでも存在するため、粒径分布は時間の経過とともに徐々に平坦になる。なお、最初の  $2$  ms 間で噴霧数が激減する様子がよく現れている。

Borman の蒸発モデルを用い、初期噴霧粒径  $d_0$  の単一噴霧を、その初期温度  $T_0$  と周囲空気温度  $T_a$  をパラメータにして蒸発の様子を計算した。結果を図 2-31 に示す。Borman のモデルでは、噴霧が沸点に達するまではその間に流入した熱によって少し噴霧粒径が大きくなり、その後蒸発速度が時間とともに大きくなるような粒径の変化をする。先の Farag の結果と大差はないようである。ただし、粒径が  $100\mu\text{m}$  以上の噴霧の場合、噴霧の初期温度および周囲空気温度は、噴霧が蒸発してしまうまでの寿命時間に影響を及ぼすことが分かる。

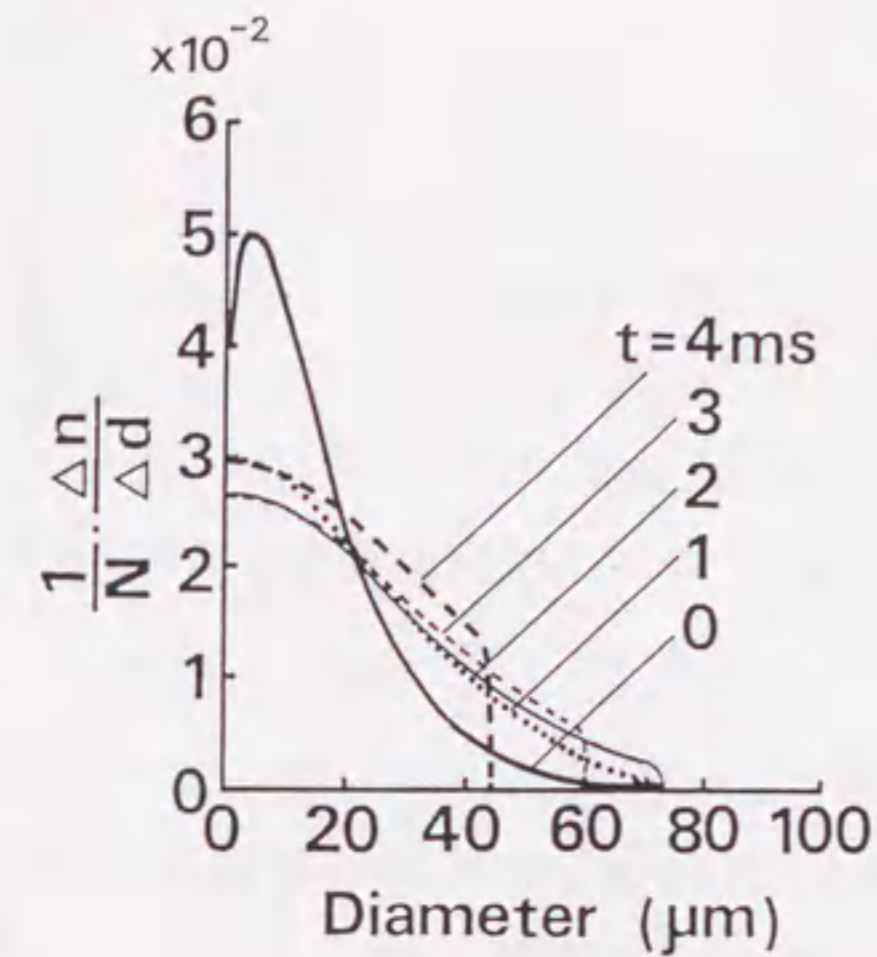


Fig.2-29 Calculated droplet size distributions at representative elapsed times.

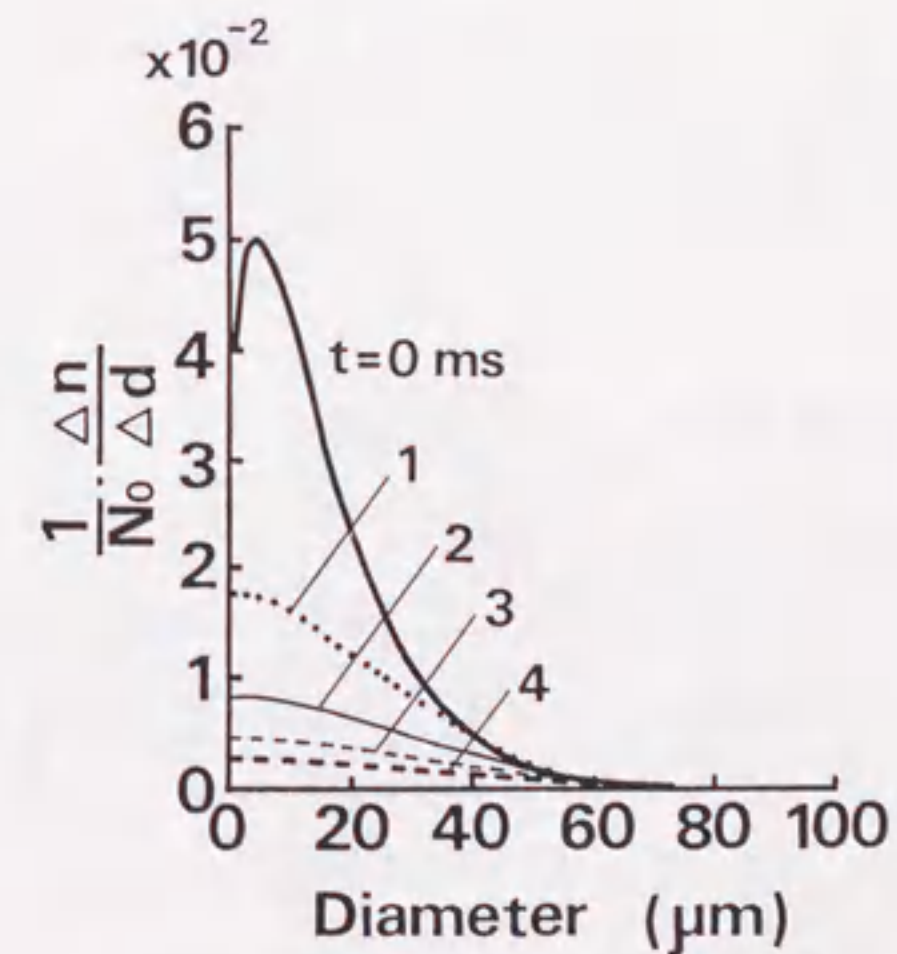


Fig.2-30 Calculated droplet size distributions normalized by the initial droplet number  $N_0$ .

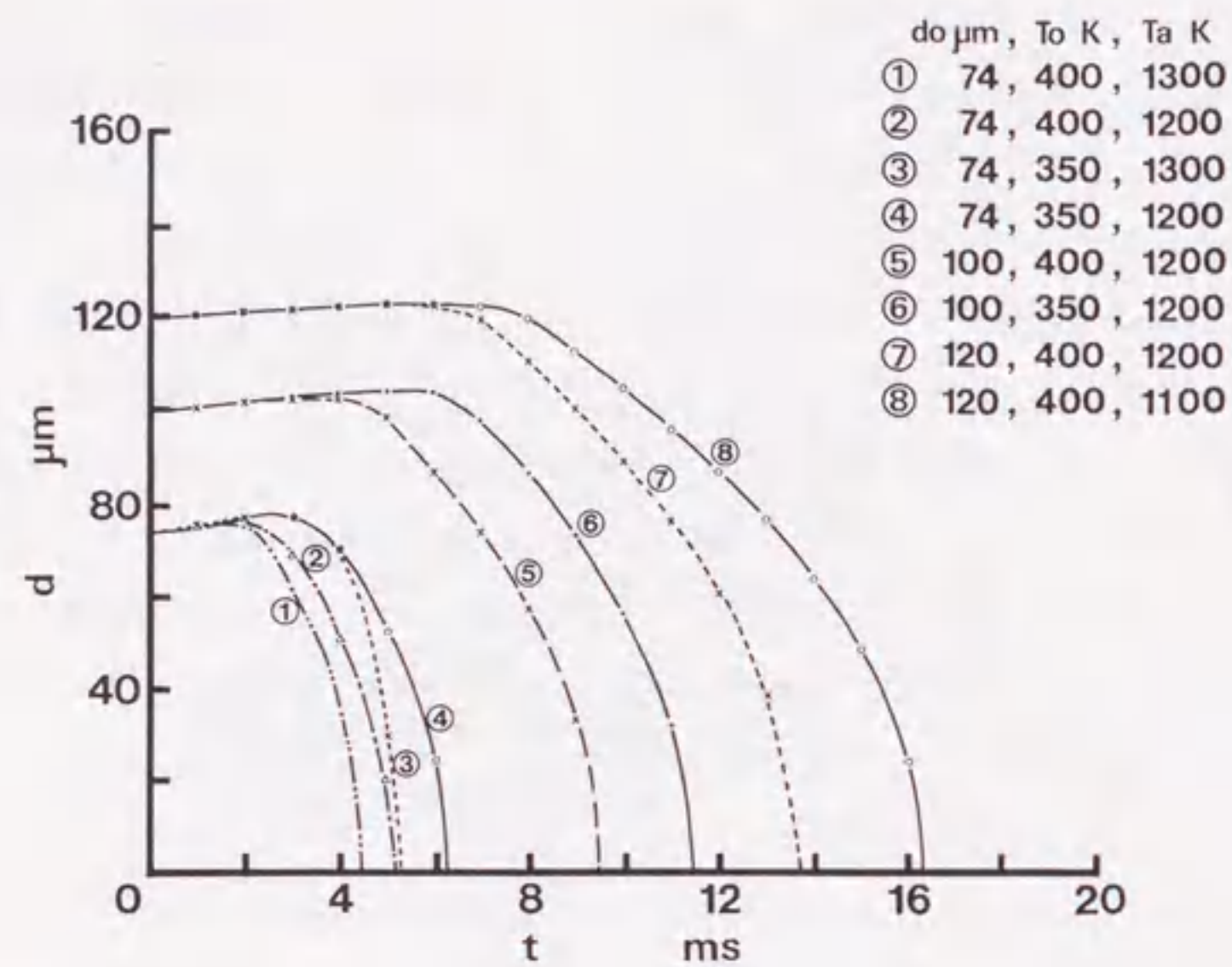


Fig.2-31 Droplet size histories by Borman's evaporation model.

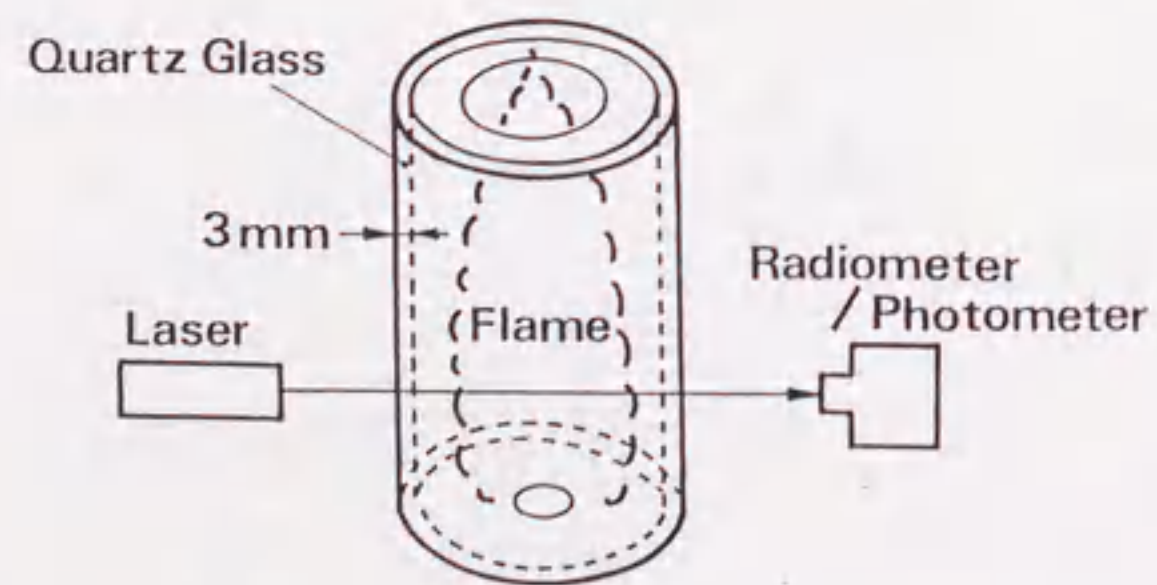


Fig.2-32 Investigation of flame and quartz window effect on droplet size.

## 2.6 第2章のまとめ

自動車用ガソリンエンジンを含む燃焼機器にとって、燃料の時間・空間的な分布を把握することはその性能を向上する上で非常に重要である。特に、燃料の液滴サイズは燃焼器内の混合気形成過程に及ぼす影響が大きく、重要なパラメータとなっている。そこで、第2章では後方散乱方式のアルゴンイオンレーザー流速計(LDV)を改良し、以下のような特徴を有する噴霧の粒径・速度同時測定システムを開発した。

- (1) 粒径の測定原理は、燃料噴霧による Mie 散乱光の強度を基に決定する。ここで、測定体積部(LDVの測定点)に存在する不均一な光強度場のため、噴霧の測定部通過位置による粒径補正をドップラ信号のバースト波数を用いて行った。
- (2) 本システムは、既存の LDV 機能を損なうことなくフォトマルチプライヤ(光電子増倍管)からの電気信号の後処理だけで粒径が決定できる仕組みになっている。
- (3) 噴霧のサイズや速度等の信号取り込みにあたり、4組(4チャンネル)の FIFO (Fast Input Fast Output) メモリと、マルチプレクサ、さらに16ビットの DMA 転送を行うシステムを構築した。そのため、連続的に入る信号について、4チャンネルあたり  $10\mu\text{s}$  (転送速度  $800\text{KB/s}$ ) のデータ取り込みが可能である。また、FIFO メモリの容量上、16組までのデータは1組あたり最大  $1\mu\text{s}$  で取り込みが可能である。
- (4) 粒径測定を行う際、事前に粒径検定曲線を求めておく必要がある。本論文では Berglund-Liu タイプの単分散粒子発生器を用い、受け止め法による結果との比較によりこの粒径検定曲線を作成した。本方法を小型連続燃焼器の燃料噴射弁の噴霧に適用したところ、粒径分布は受け止め法の結果と良く一致し、定量的な粒径の誤差も SMD で  $5\mu\text{m}$  以下であった。なお、LDV 光学系の調整、および粒径検定曲線の作成にはかなりの時間と労力を要するため、今後その改善が必要である。
- (5) 開発した粒径・速度測定システムは、実用的な場での計測を考慮して圧力や温度、時間なども同時に測定できるように4チャンネル構成とした(粒径、速度の他に

2つの物理量が測定可能)。

上記測定システムの有用性を評価し、さらに高温場における噴霧群に関する新知見の提供を目的として、軽油を燃料とする小型連続燃焼器の燃焼場における噴霧計測を実施した。エアアシスト機構の異なる二種類の気流噴射弁による燃焼場の噴霧計測を行い、これらの時間・空間的な変化、さらに燃焼場との関連に注目した。その結果以下のようなことが分かった。

- (6) 開発した噴霧の粒径・速度同時測定システムは、燃焼場の粒子計測にも適用できその有用性が確認できた。
- (7) 燃料噴射弁から噴出した噴霧群は高温場に突然さらされると、まず最初、小径の噴霧が大径噴霧に先だって蒸発を開始する。そのため初期粒径分布に比べて小径粒子の頻度が減少し、相対的に大径粒子数が増加する。さらに時間が経つと（下流に行くと）、大径噴霧が蒸発を開始するため小径の噴霧頻度が相対的に増加し、大径噴霧は蒸発して徐々になくなる。
- (8) この結果、ザウター平均粒径（SMD）の変化は、最初下流に行くにつれて（時間の経過にともない）一度増加する。そして、最大値に達した後、減少していく。本研究では、SMDの増加は初期に40～50 $\mu\text{m}$ であったものが、10～15 $\mu\text{m}$ 増える程度である。また、SMDの増減割合は、増加時においては最初大きく後に減少する。一方、減少時はその割合が初め小さく後に大きくなる。したがって、燃焼場における空間的な噴霧粒径の変化は、最終段階で急に噴霧が消失するという急勾配を呈する。
- (9) 燃焼場において、空間的にSMDが大きくなる方向の延長線上に高温域が形成されている（高温場の張り出し現象がみられる）。これは上記(7)と対応し、その方向への噴霧供給とその蒸発が原因と考えられる。
- (10) 燃焼場における噴霧数の変化は、指数関数的な減少をしている。
- (11) 本研究から、燃料の微粒化用空気に旋回成分を与えるスワロー付きの気流噴射弁の方が、無い場合に比べて良い燃焼性能を与えることが分かった。その原因は、

スワロー付きの燃料噴射弁の方が燃料の微粒化性能が良く、SMDにして約10 $\mu\text{m}$ ほど小さな噴霧群を供給できるためである。また、スワローの無い気流噴射弁の場合、ランダムに（もしくは周期的に）かなり大きなサイズの噴霧を供給するのに対し、スワロー付きではそのようなことがなく時間的にも安定した燃料の微粒化が可能である。

- (12) これと対応して、スワロー付き燃料噴射弁による燃焼場は、無い場合に比べ100Kほどその温度場が高い。なお、双方の燃焼場におけるSMDの変化は、上述の(8)と同様な傾向を示すがスワロー付きの方が10～15 $\mu\text{m}$ 程小さな粒径範囲で推移している。

## 付録 石英ガラス窓および火炎が粒径に及ぼす影響について

燃料噴霧によるレーザー散乱光は、光路中の観測窓や火炎の存在によってその透過特性が減少し、したがって測定される粒径に影響を及ぼすことが懸念される。また、レーザー入射光も影響を受け測定点における光強度が減少する。そこでこれらの影響を調査した。方法は図2-32に示すように、Photodyne社製のRadiometer/Photometer (Model-88XL)を用い、ガラス製シリンダ、火炎、さらにガラスと火炎の両方が存在するときのレーザー光の透過率を求めた。図2-32のようにレーザー光源からまっすぐ前方に直進する透過光強度を測定することにより、入射光の減少分と噴霧散乱光の減少分の両方の影響を含めた検討を行った。

石英ガラス窓だけの場合、レーザー光の透過率は87%であり、火炎だけの場合が89%、ガラス窓と火炎の両方が存在する場合の透過率は77%であった。本章の粒径測定の際、Mieの散乱理論を基にして(噴霧粒径が散乱光強度 $I_p$ の平方根に比例するとして)粒径検定曲線(図2-16)を作成した。したがって、石英ガラス窓および火炎の両方が存在するときの光の透過率77%は、粒径に換算すると12% ( $1 - \sqrt{0.77}$ )ほど小さな粒径値になる。ただし、この値は粒径に及ぼす影響の最大値と考えられる。その理由は、粒径を決定するにあたり噴霧の散乱光強度 $I_p$ ばかりでなく、パースト波数 $N$ も用いているためである。すなわち、この $N$ もまた透過光の減少による影響から本来の値よりも少なくカウントされていると考えることができる。粒径検定曲線(図2-16)によると、 $I_p$ を一定にして $N$ を減少させることは、粒子径を大きくすることに相当し、先の $I_p$ だけによる粒径の減少を緩和する働きを持つ。

$N$ の計測は、しきい値 $20mV_{pp}$ を超えるパースト波が対象となる。観測窓等の影響で減衰したドップラ信号に含まれる $N$ に対し、一定値を有するこのしきい値が定量的にどの程度影響を及ぼすかは不明である。仮に、本来の5~10%相当の $N$ の減少があったとすると、図2-16の粒径検定曲線によれば、粒径の増加分は5~10 $\mu m$ 程度となる。また以上の考察から、本章の実験において粒径検定曲線の $N$ に対する勾配が急になる領域を削除したことは、結果的に精度の高い粒径測定に寄与したと考えられる。

## 第3章 ガソリンエンジン用燃料噴射弁が作る噴霧構造 および吸気バルブ通路における噴霧挙動

### 3.1 まえがき

ガソリンエンジンにおける筒内の混合気形成過程は、エンジン性能を左右する重要な因子である。例えば、安定な着火の成否、低燃費かつ低 $NO_x$ のための希薄燃焼の改善、ノッキングの抑制、未燃炭化水素(HC)や $CO_2$ などの排気ガスの低減に寄与し、その解析の必要性が増加している。しかし、現在までのところ、これを取り扱った例は非常に少なく、加藤ら[82]、荒瀬ら[83]、角田ら[84]、安井ら[85]、井藤ら[86]の研究にそれに関する報告があるが、情報量としてはまだ不十分である。

この混合気形成過程を左右する最初の要因として燃料供給系がある。特にこの系の先端に位置する燃料噴射弁は重要な鍵を握っており、その形状諸元と供給燃料圧力によって、燃料微粒化の程度や、噴霧の初速度やその空間的な広がりといった噴霧構造がほぼ決定される。その後この噴霧群は吸気流との干渉を受けたり、壁面に衝突したり、合体、分裂、蒸発といった様々な過程を経て空気と混合し、着火時のシリンダ内における混合気形成に至る。

燃料噴射弁から噴射された噴霧構造に関して、従来はマイクロフラッシュを用いたカメラ撮影や高速度連続撮影によって、噴霧の広がりや噴霧先端の到達距離が計測されてきた(例えば[87],[88])。また、噴霧受け止め法(液浸法)によって吸気流が存在しない場での時間平均的な噴霧粒径分布の測定などがなされてきた(例えば[89]-[92])。最近では、光回折法による噴霧粒径の測定結果も報告されている(例えば,[93],[94])。なお、薄刃オリフィスと円筒液口による気流噴射弁の燃料微粒化に関して、その噴霧粒径分布を与える実験式が抜山・棚沢によって提案されている[69]。この式は古いものであるが、今なお燃料噴射弁の開発に利用されている。しかしながら、これらの燃料噴霧

計測法ではマクロな噴霧群の情報を把握することはできるものの、個々の噴霧の粒径や速度、したがって時間および空間的なミクロな噴霧構造を解明することは不可能である。これまで、自動車用ガソリンエンジンの電子制御燃料噴射装置 (EFI: Electrical Fuel Injection) に使用される燃料噴射弁 (EFI 弁) について、その噴霧の詳細な特性を明らかにした報告はほとんどない。

一方、この EFI 弁は、その燃料噴射圧力が高々 400 kPa 程度とかなり低いため燃料の微粒化性能が悪い。そこで、高速の吸気流による微粒化の促進、さらには噴霧の壁面衝突による微粒化の改善に期待が寄せられる。ところが、空気の流れが存在する吸気ポート内において、吸気バルブに向かって噴射された燃料噴霧の詳細な挙動はほとんど解明されていない。しかも、バルブ傘部で衝突した後、反射飛翔する噴霧については、その粒径、速度、空間的な噴霧構造などの情報は皆無である。なお、吸気バルブ環状通路からシリンダ内への燃料の流入の仕方が、その後の燃焼室内における混合気形成過程に影響を及ぼす重要な要因と考えられている。

そこで本章では、最も一般的な自動車用 EFI 弁の噴霧について、第 2 章で開発した噴霧の粒径・速度同時測定装置を用い、個々の噴霧粒子について計測を行い時間・空間的な微細構造を調査する。さらに、この噴霧粒径・速度同時測定装置を用い、吸気バルブに衝突した後の噴霧の挙動を調査する。ここでは吸気ポート部から吸気バルブ傘部に向けて燃料噴射した場合のガソリン噴霧挙動を調査の対象とした。なお、後者の実験データは、第 6 章で取り扱うシリンダ内混合気分布に関する数値シミュレーションにおいて、噴霧の流入境界条件として利用する。

### 3.2 EFI 弁の燃料噴霧

自動車用ガソリンエンジンの場合、燃料が噴射される位置によって (したがって燃料噴射弁の数によって) 2 種類の燃料噴射形態が存在する。一つは多気筒エンジンのそれぞれのシリンダに至る途中の吸気管内において燃料を噴射する多点噴射 (MPI: Multi Point Injection) である。二つ目は、それよりも上流の吸気管集合部またはさらに上流の一点で噴射する単点噴射 (SPI: Single Point Injection) である。MPI はシリンダに

近い位置で燃料噴射するため、エンジンの始動性能や加速応答性能が向上する。また、シリンダ毎に燃料噴射弁が設置されるため、それぞれの気筒でエンジン回転と同期した燃料噴射が可能となる。したがって、エンジンの運転負荷や速度に応じて燃料噴射を可変することができ、エンジンのコントロール性能が向上する。ただし、それぞれの気筒に燃料噴射弁が必要なためコストが高く、さらに製造されるインジェクタ間の燃料噴射特性のばらつきが大きいと、インジェクタ毎に燃料噴射量の調整が必要となる。一方、SPI は燃料噴射弁が一個で済むためコストが低くなるといった利点があるが、燃料噴射位置がシリンダから上流にかなり離れるため、エンジンの始動性能や加速応答性能が悪化するといった欠点を有する。現在では、MPI 方式が主流になっている。

本論文では MPI 方式の燃料噴射弁の中で最も一般的な、一噴口のピントルタイプ EFI 弁の噴霧について調査した。特に、本節では大気中 (常圧下) に噴射したガソリン噴霧を対象にその微細構造の解明を図った。なお、大気中へ噴射した噴霧の状況は、次のようなエンジン内における噴霧状況に近いと考えられる。

ガソリンエンジンの EFI 弁による燃料噴射は、普通、ディーゼルエンジンのように燃焼室内に直接噴射するようなことはなく、吸気管内もしくは吸気管集合部近傍に噴射される。MPI による燃料噴射は吸気行程と同期して行われることが多い。このような場合、ターボチャージャー等による過給が行われないかぎり、燃料噴射が行われる吸気管内の時間平均的な圧力は大気圧よりも低くなる。この時間平均的な吸気管負圧 (ブースト圧) はエンジンの負荷によって変動し、負荷が高くなるにつれて大気圧との圧力差が減少する。例えば、アイドリング時にはブースト圧が大気圧の 50% 以下になるが、全負荷運転時には大気圧の 90~95% とかなり大気圧に近づく。したがって、本節の噴霧の微細構造はこのような吸気過給を行わないエンジンの全負荷 (WOT: Wide Open Throttle) に近い高負荷運転時のものと考えられる。

#### 3.2.1 噴霧の影写真による観察

噴霧の粒径・速度同時測定装置による計測に先立ち、噴霧の全体像を把握する目的で、図 3-1 に示す実験装置を使いマイクロフラッシュによる噴霧の影写真撮影を行った。燃料の噴射圧力は 315kPa、燃料噴射期間は 4ms、燃料噴射量は一回の噴射につき

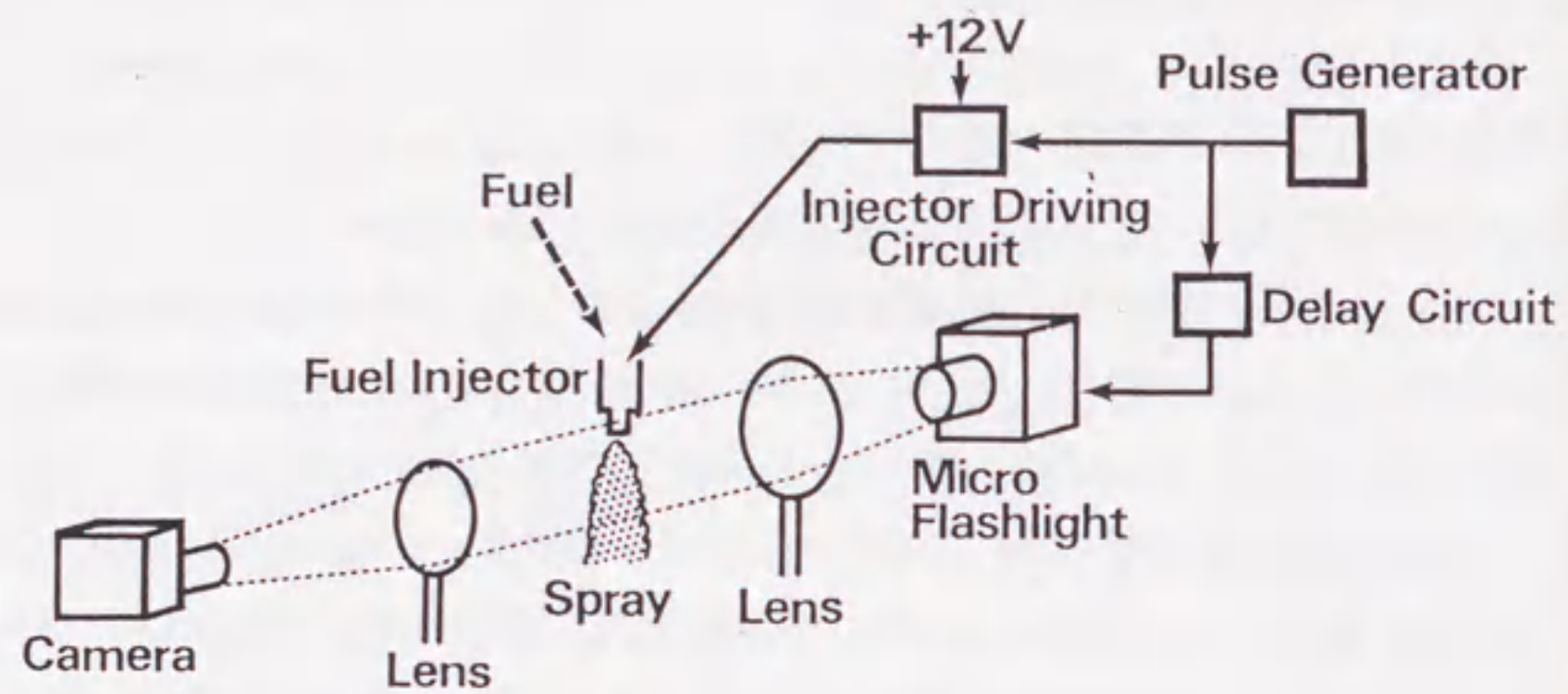


Fig.3-1 Apparatus for photographing EFI spray.

15mm<sup>3</sup>である。撮影に際してマイクロフラッシュの発光時期を、燃料噴射の駆動用信号の立ち上がり時期を基に、図3-1の遅延回路によって制御し0.5ms毎の噴霧像を記録した。結果を図3-2に示す。したがって、図3-2の噴霧は一回の噴射による噴霧の連続写真とは異なる。

使用したEFI弁のニードル先端は末広がり形状の傘部を有しているが、この広がりがそれほど大きくないため、噴霧の空間的な広がりは小さい。また、噴射弁直下の燃料の様子をみると、ここでは個々の噴霧粒子になるほど十分に微粒化は進んでおらず、むしろ液柱状となって噴出している。噴射弁の下流30~50mmになると微粒化が進み噴霧粒子が写真からも確認できる。ただし、かなり大径の粒子群が目立ち、かつこれらの噴霧全てが必ずしも球形にはなっていない。

噴霧先端の到達距離と撮影時刻を基に噴霧の速度を概算すると、約10 m/sとなる。さらに、噴霧先端の様子をみていくと、前に噴射された噴霧は後続の噴霧に追い越されているようである。

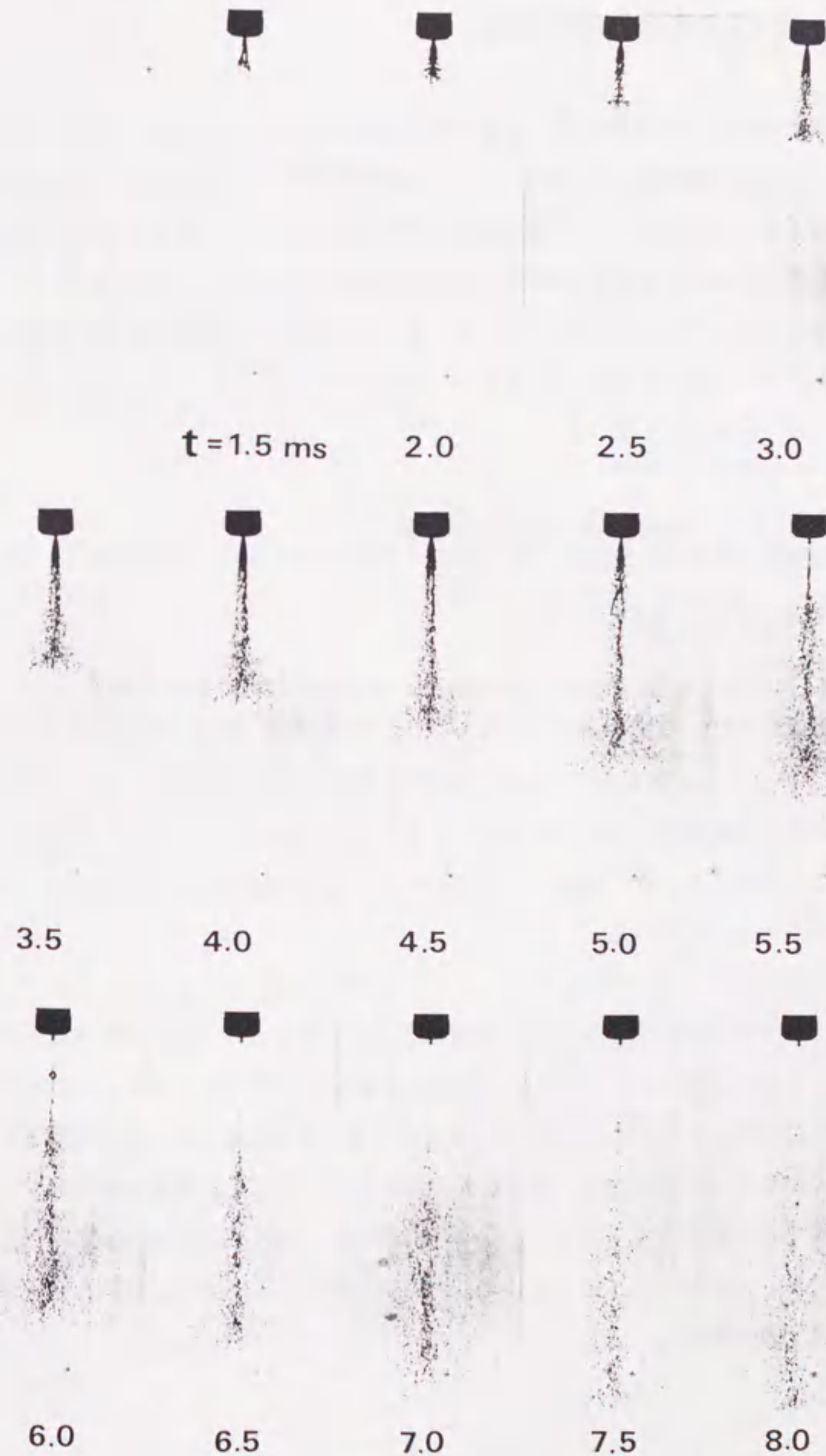


Fig.3-2 Shadow-graphs of EFI spray taken by micro-flash camera.

### 3.2.2 EFI弁の噴霧微細構造

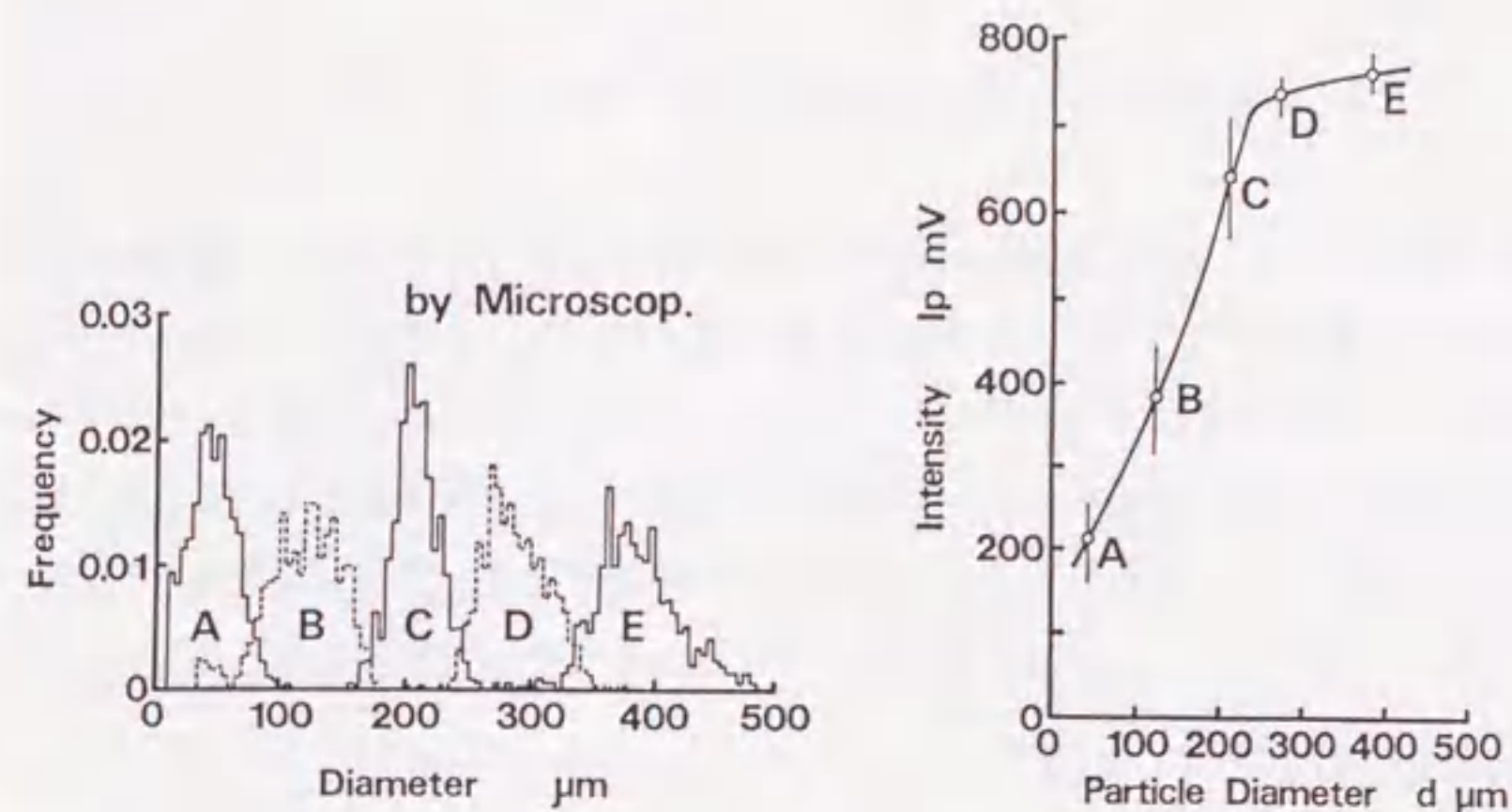
第2章で開発した噴霧の粒径・速度同時測定装置を用い、大気圧下に噴射された上述のEFI噴霧の微細構造を調べた。ここでは燃料にガソリンを使用して測定を行うこと、さらに第2章の場合と比べ噴霧の粒径測定範囲が大きいことなどの理由から、予め、本装置による粒径測定可能範囲、および粒径検定曲線について検討した。また、噴霧の時間に関する情報も必要となるため、測定点に飛来する噴霧の時刻を計測できるようにシステムを改良した。これらについて以下に述べる。

#### 3.2.2.1 EFI噴霧計測のための準備

##### (1) 粒径測定範囲について

本章においては、測定の対象となるガソリンの噴霧サイズが、第2章のように高々 $120\mu\text{m}$ といった小さなものではなく、LDVの測定体積を上回るような大きなサイズ(LDV測定部の光強度分布が、最大値である中央部の強度の $1/e^2$ になる範囲)まで含まれると予想される。測定可能な粒径範囲はこのLDVの測定体積部の大きさに依存する。この点について調べた。

ふるい分け器によって弁別したポリスチレン粒子(図3-3a)を使い、各サイズの粒子群をそれぞれ個別に図3-4に示す回流式の水流に乗せLDVの測定体積部を通過させた。その時のポリスチレン粒子による散乱光強度 $I_p$ の平均値で整理したのが図3-3bである。これによると、粒径が $250\mu\text{m}$ 以上になると測定体積部の大きさの影響が現れてくるのが分かる。すなわち、粒子がある程度大きくなると、測定体積部のサイズが相対的に小さくなりすぎてしまい、粒子径に依存した散乱光強度が得られないことを示している。したがって、図3-3bの結果から、 $250\mu\text{m}$ 以下の粒子に対してはほぼ妥当な粒径が得られる。



(a) Classified polystyrene latexes (b) Scattered light intensities by the latexes

Fig.3-3 Sizing range of the droplet diameter; (a) classified polystyrene latexes, (b) Scattered light intensities by the latexes.

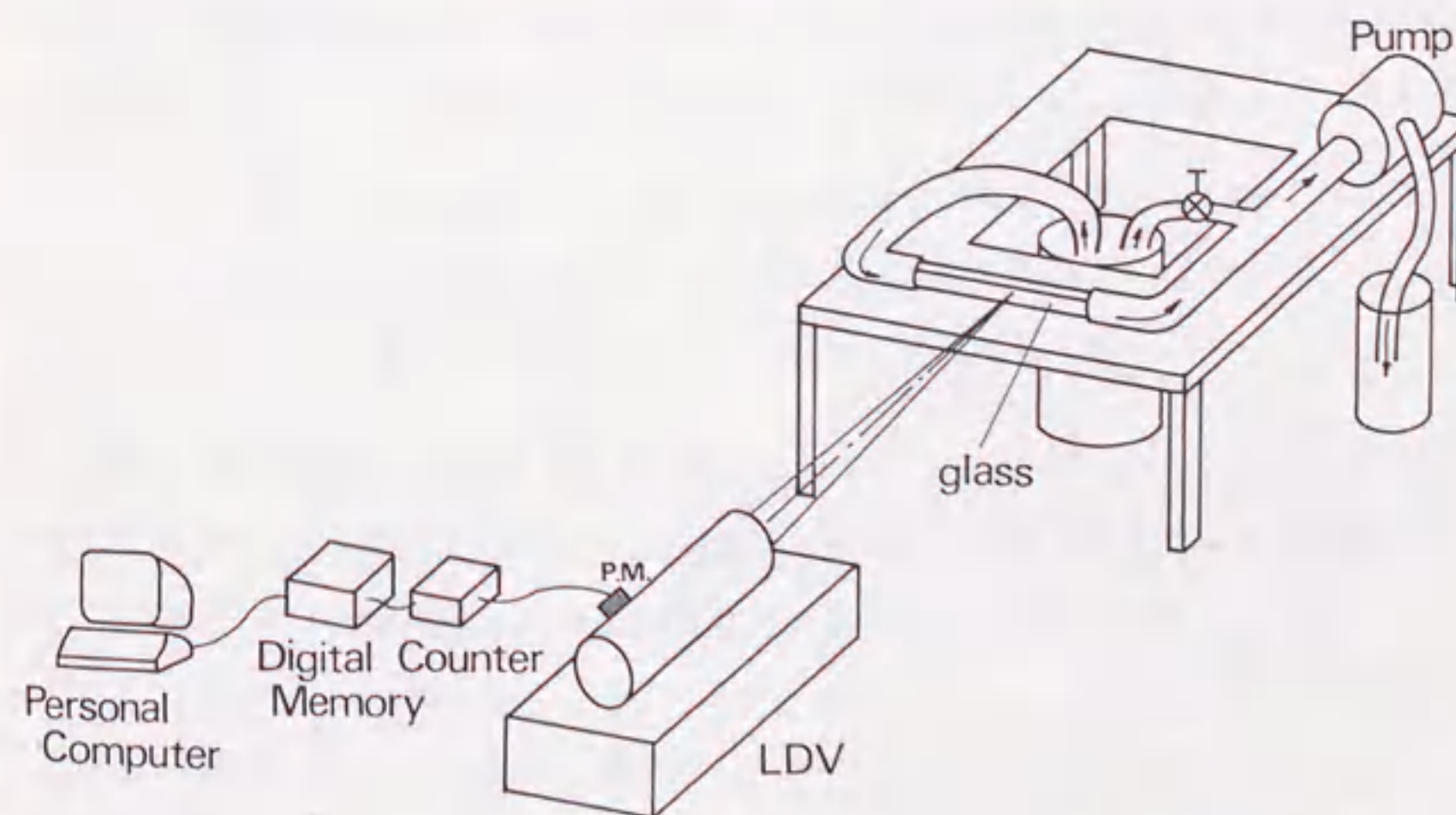


Fig.3-4 Circulating channel to investigate the particle sizing range.



## (2) ガソリン噴霧の粒径測定について

粒径測定に際しては第2章で記述したように、予め対象となる噴霧の粒径検定曲線を作成する必要がある。これは各サイズの噴霧粒子に対し、その散乱光強度  $I_p$  とドップラバースト信号の波数  $N$  との関係付けを行うものである。本章におけるこの粒径検定曲線も前章と同様、液浸法による実験結果との比較によって作成した。ここで、噴霧粒子の散乱光は粒子を形成する物質の屈折率に依存すること、また液浸法を利用することなどの理由により、粒径検定実験を行うにあたり次の条件を有する物質（または粒子）が必要となる。

- (a) ガソリンと同じ屈折率を有すること
- (b) 液浸法が使えること（したがって噴霧の受け止め液があること）
- (c) 粒径が既知の検定用球形粒子があること、または容易にそのような粒子を生成できること
- (d) 人体に有害でないこと

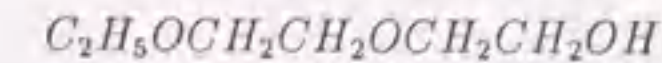
ここで(c)の条件について、粒径が既知の基準粒子はまず入手不可能であるため、第2章で利用した Berglund-Liu タイプの単分散標準粒子発生器による粒子発生が容易と思われる。この粒子発生器を使用する場合、(c)の条件は次のように言い換えることができる。

- (c)' 高い単分散性を確保するため物質（粒子）の粘性が低いこと  
（なお粘性が高い場合は蒸発の速い溶媒（例えばアルコール）と均一に混合すること、ただし、溶媒よりも蒸発が遅いこと）

これは、アルコールと混合することによって物質の粘性を下げ、粒子発生器のオリフィスの振動によって生じるこの混合液群の体積を均一にするためである。そしてその中のアルコール分を先に蒸発させ、必要な物質だけによる、表面張力に基づいた単分散の球形粒子を生成する。

上記4つの条件を満足する物質について、液体状の炭化水素を中心に探索したところ、ジエチレングリコールモノエチルエーテル（Diethylene Glycol Monoethyl Ether、以後 DGME と略す）を見つけることができた。DGME の粒子はシリコンオイルによ

て受け止めが可能で、分子構造は次のようである。



この DGME を用い粒径検定実験を実施した。このときの噴霧粒子による散乱光強度  $I_p$  とバースト波数  $N$  の様子を図 3-5 に示す。図中の点（ドット）は一個の噴霧による  $I_p$  と  $N$  の値を示す。粒径が大きいと  $I_p$  および  $N$  の大きな領域にまでこの点が存在している。このような実験結果を基に、本章の粒径測定のために作成した粒径検定曲線を図 3-6 に示す。ここで、 $I_p$  と  $N$  が小さな領域ではそれぞれの粒子サイズの曲線が接近してくる。そのため第2章の場合と同様に、 $N$  のわずかな測定誤差が粒径誤差として大きく反映されるのを避けるために、この  $I_p$  と  $N$  の小さな領域の検定曲線を削除した。なお、図 3-5、図 3-6 ともにその縦軸は  $I_p$  の平方根で表示した。

この粒径検定曲線を基にレーザーによる光計測によって得られた噴霧粒径分布を、液浸法による粒径分布の結果と比較して図 3-7 に示す。これによると、算術平均粒径 ( $D_m$ )、およびザウター平均粒径 (SMD: Sauter Mean Diameter) が  $60 \sim 160 \mu m$  の範囲の噴霧群について、本装置による粒径の測定精度は誤差  $10 \mu m$  程度である。また、両者の粒径に対する頻度分布に大きな差はみられず、図 3-6 の粒径検定曲線がある特定の大きさの粒子を選択的に多く採取するといったことが起こらないことが分かる。

## (3) 噴霧の時間情報について

時間および空間的なガソリン噴霧の詳細な情報を得るには、第2章で開発した噴霧の粒径・速度同時測定システムに時間情報が採取できるように改良を施す必要がある。そこで図 3-8 に示す時間測定回路を作製した。その回路のブロック図を図 3-9 に示す。これは 20MHz の発振器の基準クロックを基にそれを分周し（時間刻み幅  $\Delta t$  の選択に相当）、そのときに発生するパルス数 ( $n$ ) をカウントして基準時刻（トリガの入力）からの経過時間を計測 ( $t = \Delta t \times n$ ) する。なお、このときの基準時刻は、例えば EFI 噴霧の場合には燃料噴射弁の駆動用 TTL 信号を基にその立ち上がり時刻などで指定す

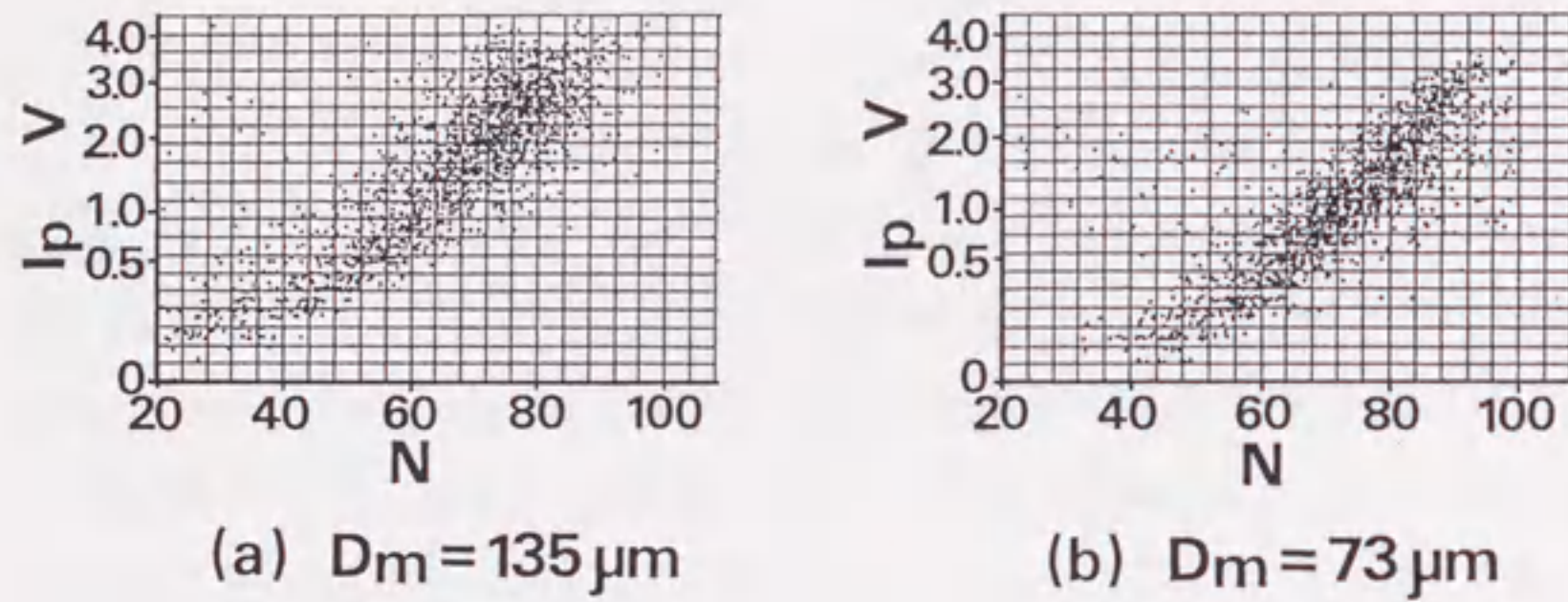


Fig.3-5 Relation between particle sizes and the scattered light intensity  $I_p$  and the number of Doppler burst waves  $N$  by diethylene glycol monoethyl ether droplets.

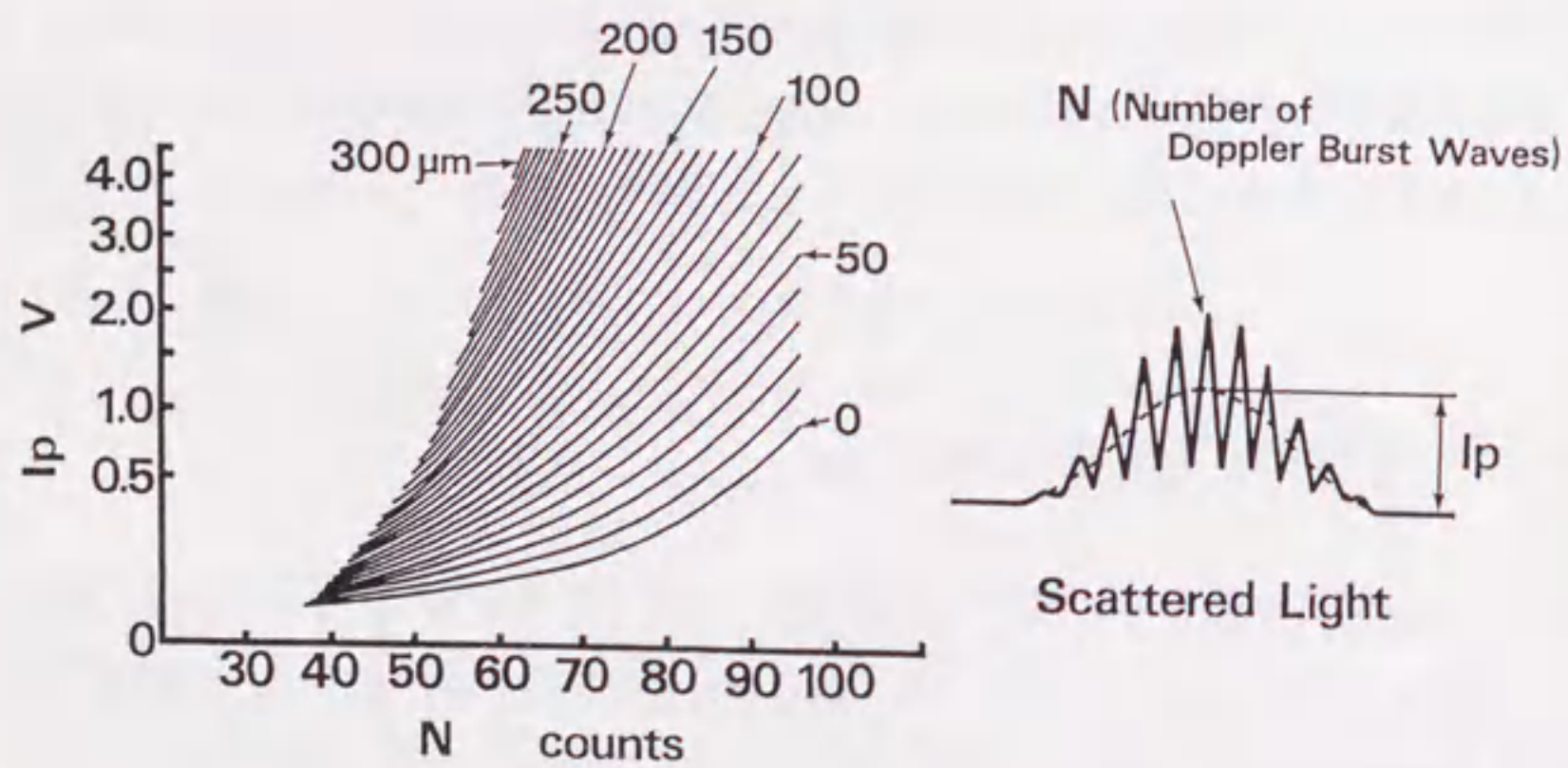


Fig.3-6 Calibration lines for the gasoline droplet sizes.

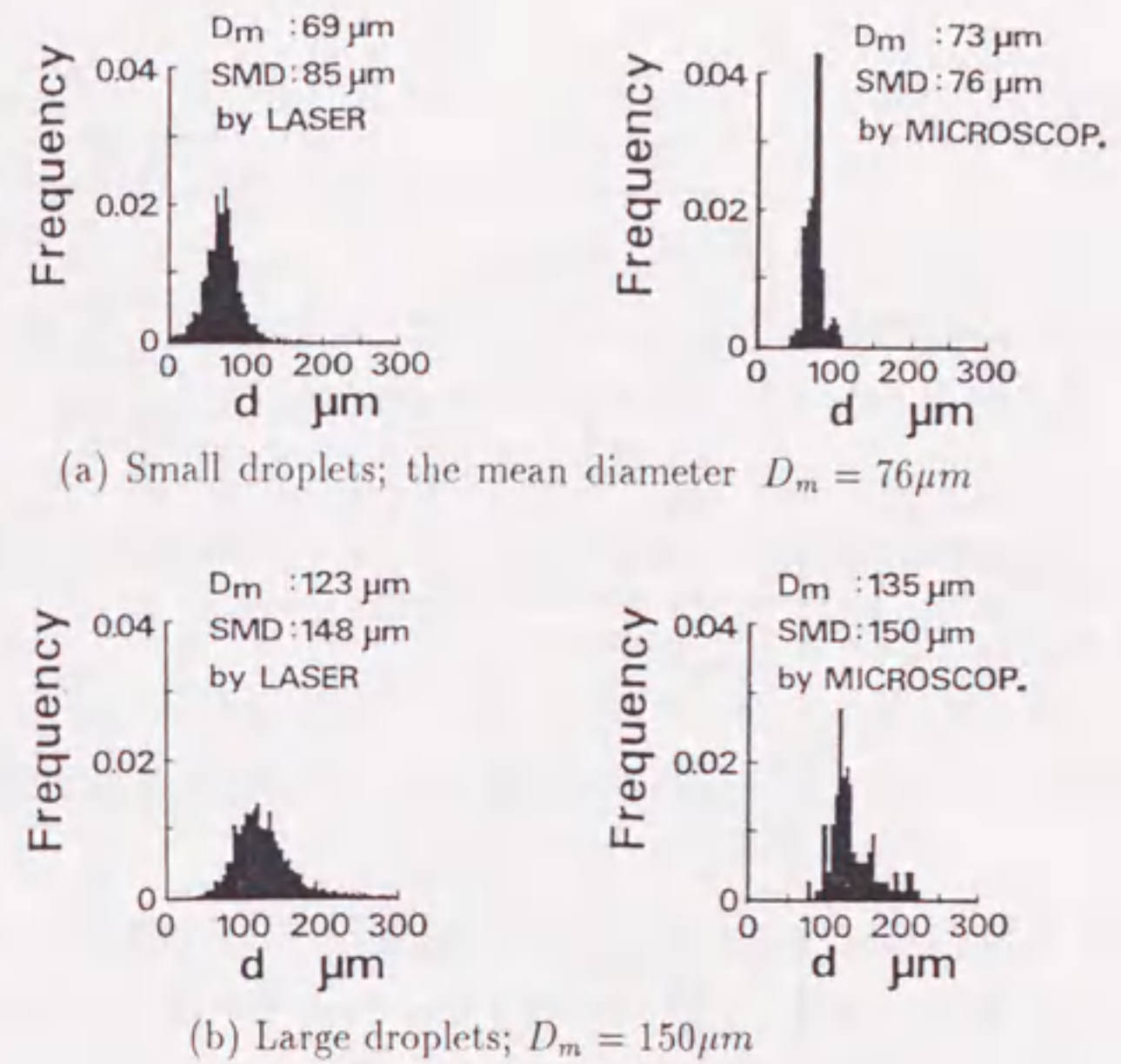


Fig.3-7 Droplet size distributions measured by the LDV system and those by the microscopic method.

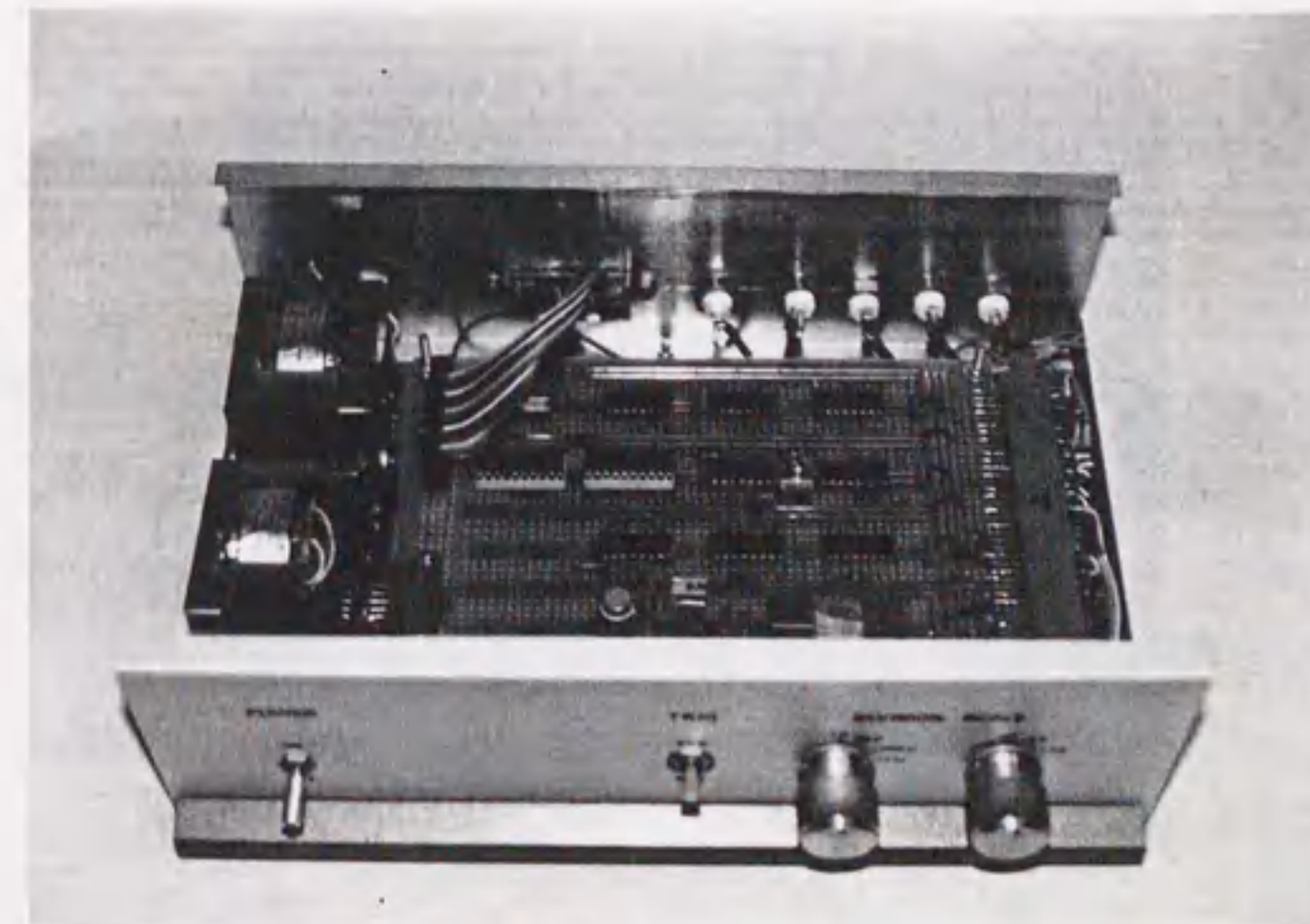


Fig.3-8 Photograph of the droplet arrival time circuit.

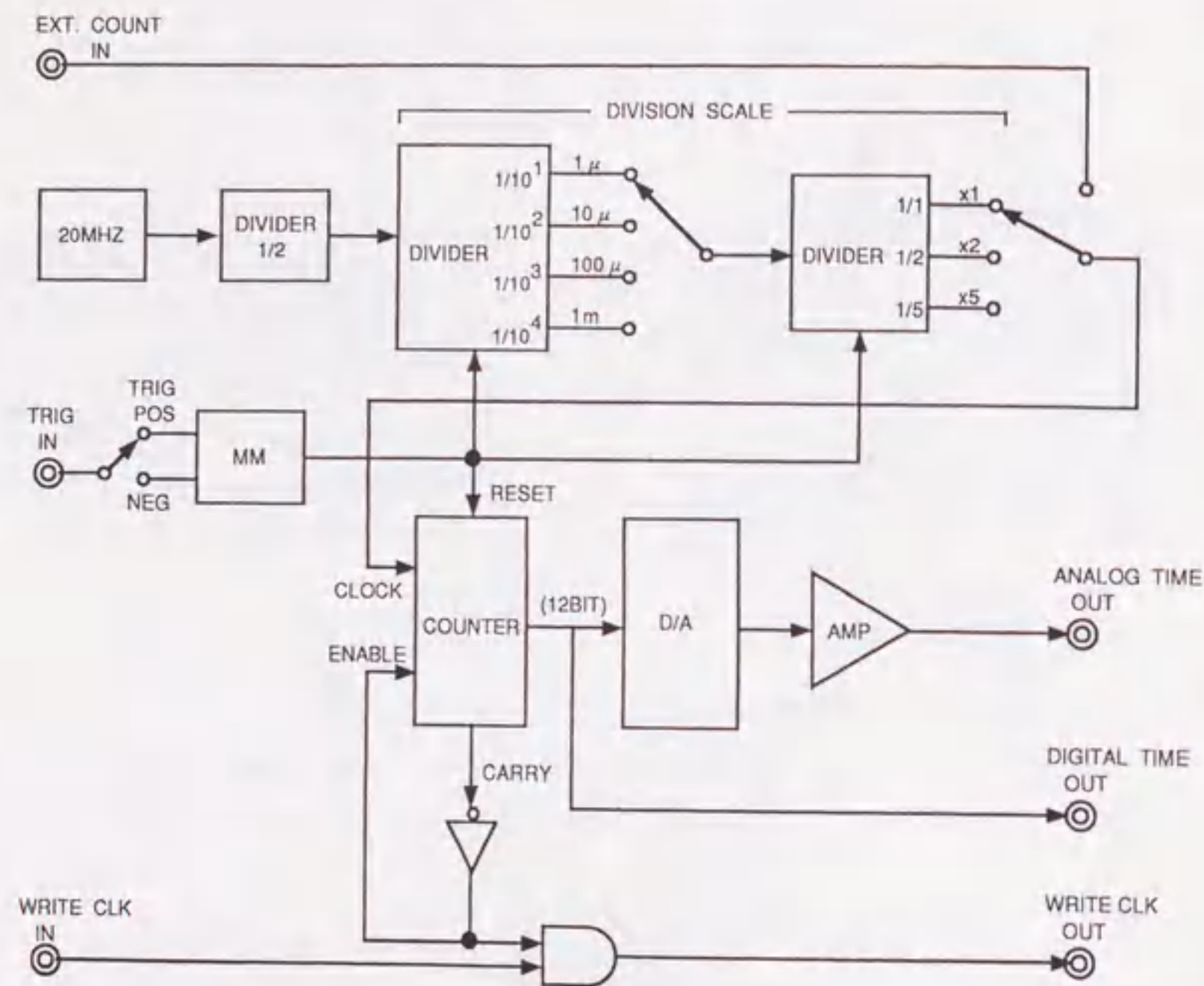


Fig.3-9 Block diagram of the droplet arrival time circuit.

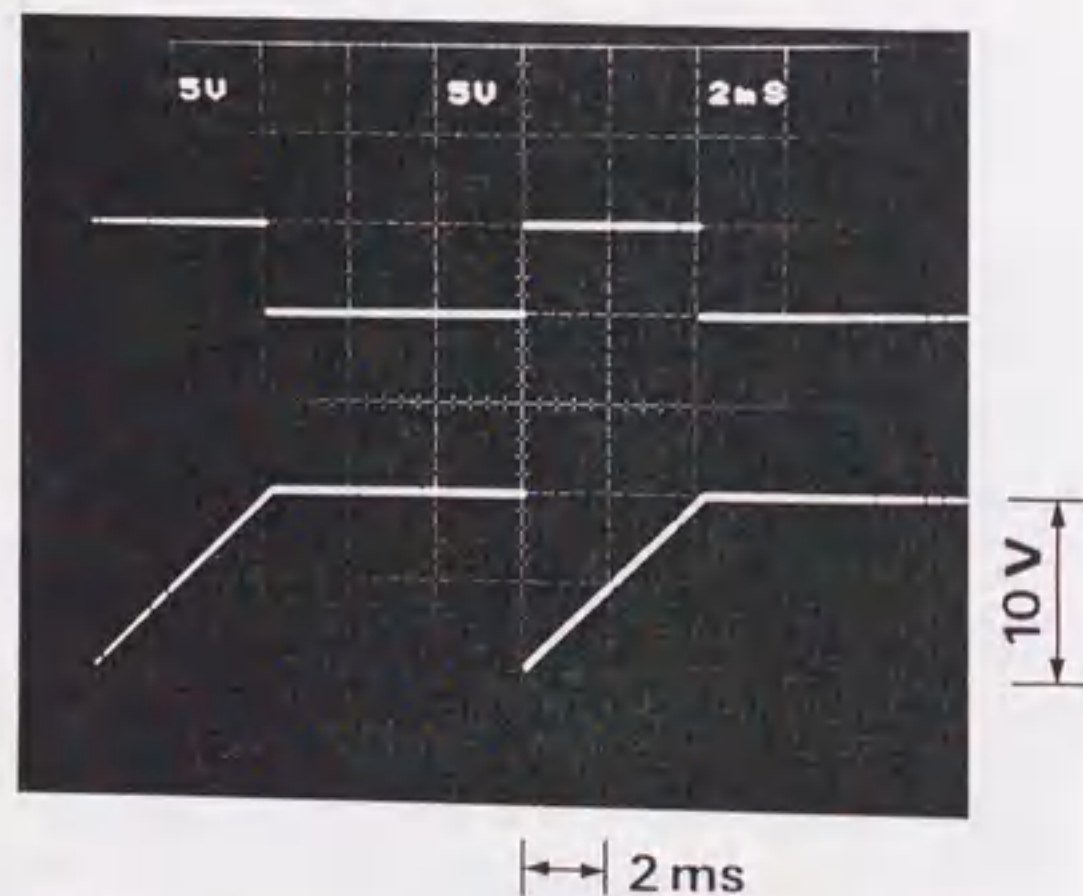


Fig.3-10 Analog time out of the droplet arrival time circuit;  $\Delta t = 1\mu s$  and it was triggered by the signal of 10 ms interval.

る。TTLレベルの信号であればスイッチの切り替えによってその立ち上がり、立ち下がりがどちらでも選択可能である。

出力信号には12ビットのデジタルと、フルスケール10Vのアナログ信号を用意し、本測定ばかりでなく汎用性の高い仕様にしてある。 $\Delta t$ は $1\mu s$ 、 $10\mu s$ 、 $100\mu s$ 、 $1ms$ とその2倍と5倍の合計12通りが選択でき、また、 $n$ は最大4095(12ビット)までカウントできるため、最大約20秒までの時間計測が可能である。なお、フルカウント(アナログでは10Vのフルスケール)にまで達した場合、次の基準時刻信号が入力されるまでフルカウントの状態を保持するようにした。データの取り込み用信号(ライトクロック信号)をこの回路に通すと、時間データがフルカウントに達している場合そのデータが無効であると判断してライトクロック信号を出力しないような機能も取り入れた。

さらに、この回路の20MHz発振器からのタイマクロックの代わりに、外部からTTLレベルのカウント用信号を入力することで、カウンタ回路として動作させることもできるように切り替えスイッチで選択できるようにした。この機能は、特にエンジンの場合に吸気(または圧縮)上死点を基準信号に取り、クランク角度に応じたパルスのカウント用の信号として取り扱えるため非常に便利なものとなっている。基準時刻信号を10ms毎に入力し、 $\Delta t = 1\mu s$ の内部発振による本回路のアナログ出力波形を図3-10に示す。

### 3.2.2.2 EFI噴霧計測

燃料噴射圧力を315kPa、燃料噴射期間を4msに設定して、ガソリンを大気中の鉛直下方に噴射した。このときのLDVによる測定位置、およびその地点における噴霧速度( $z$ 軸方向成分)と粒径の様子をそれぞれ図3-11および12に示す。測定点( $z$ ,  $r$ )はEFI弁の真下方向( $z$ 軸方向)に10mm間隔で80mmまでとし、横方向( $r$ 軸方向)には $z \leq 40mm$ の範囲で5mm間隔毎にトラバースして噴霧データを得た。以下では噴霧の詳細な挙動を論じるために、 $z=40mm$ における $r$ 軸方向の噴霧、および $r=0mm$ の $z$ 軸方向の噴霧に焦点を絞る。

$r$ 軸方向の噴霧の速度と粒径の変化の様子を、それぞれ図3-13および14に示す。両

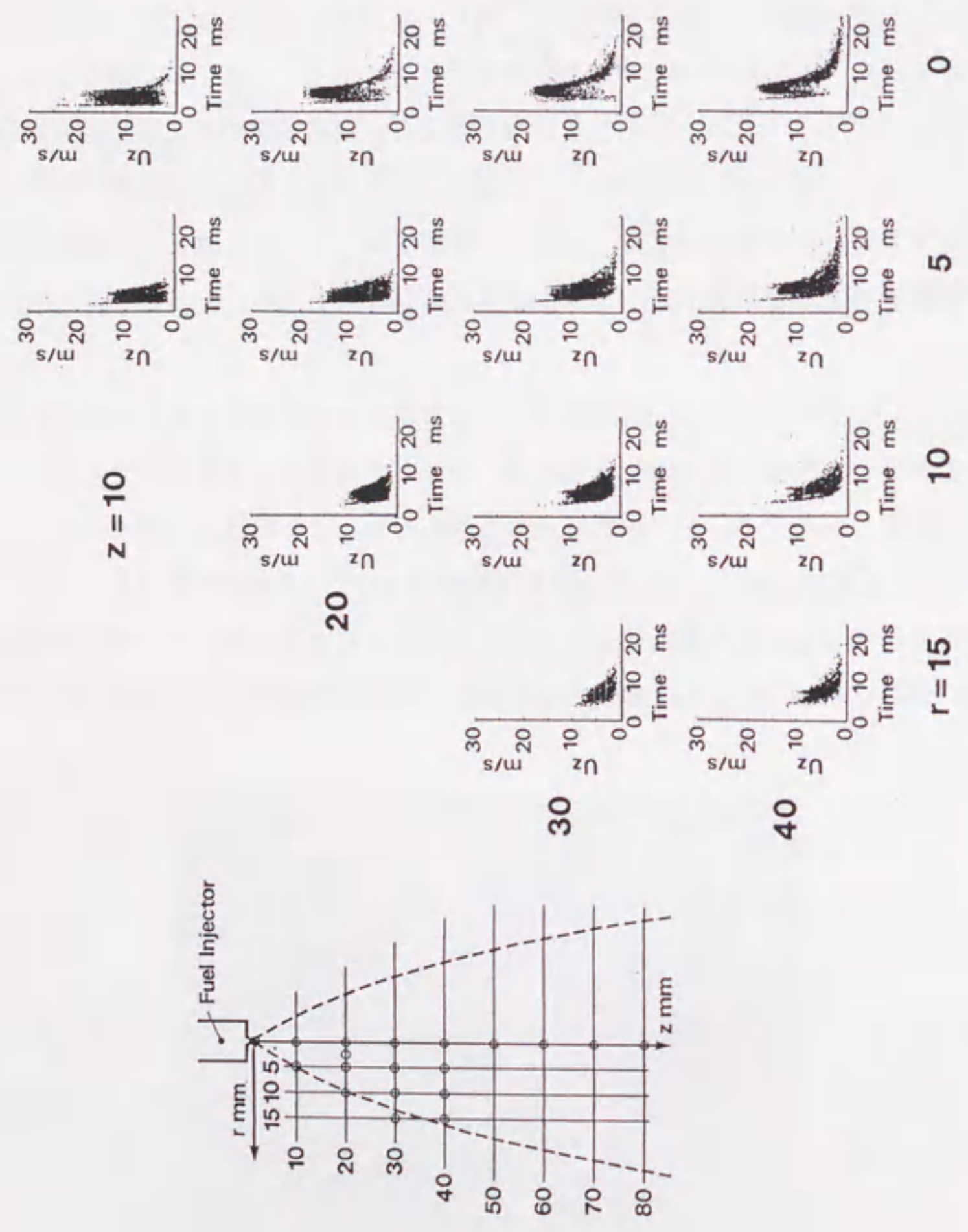


Fig.3-11 Velocity distributions of the EFI droplets injected in an atomospheric room.

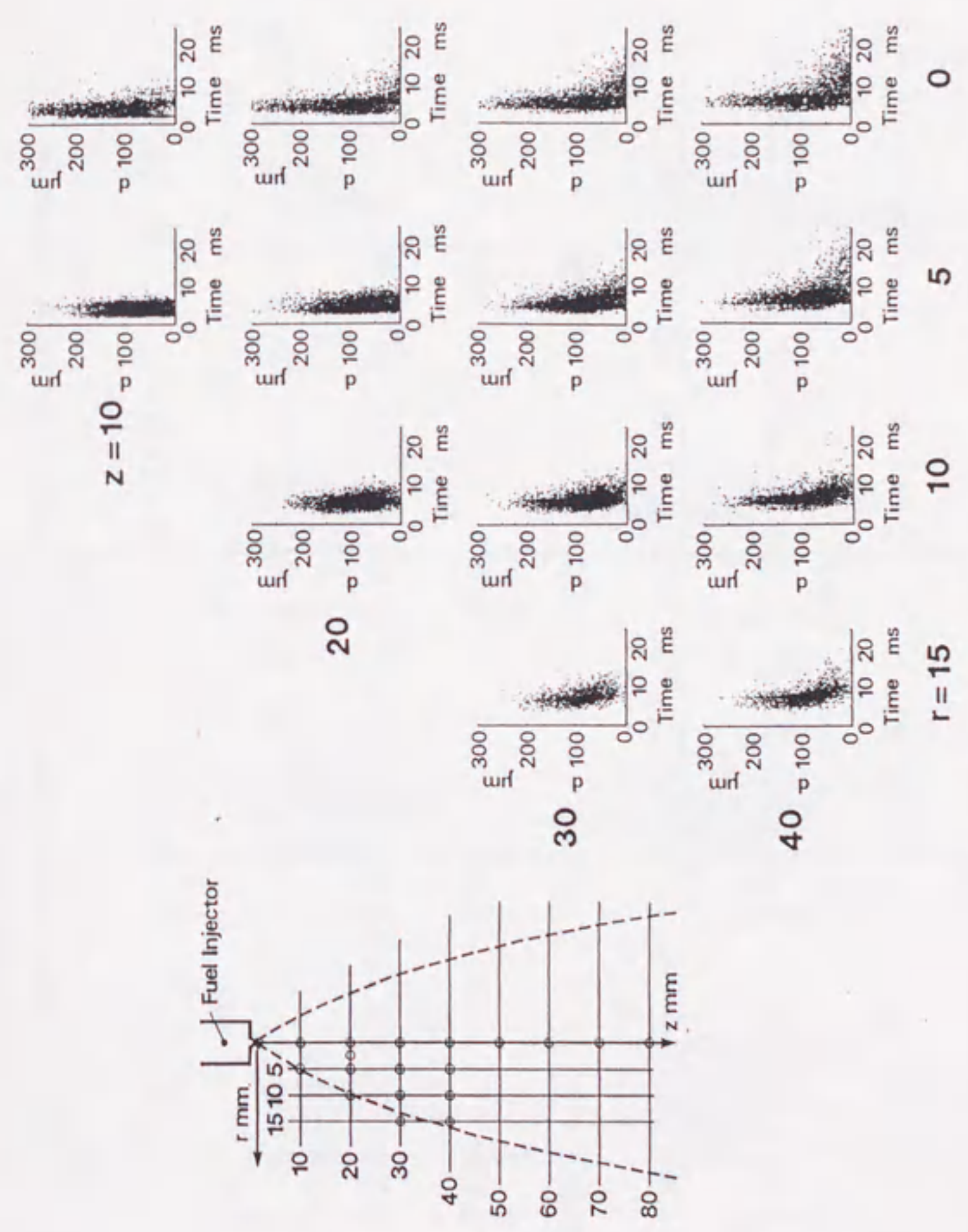


Fig.3-12 Size distributions of the EFI droplets injected in an atomospheric room.

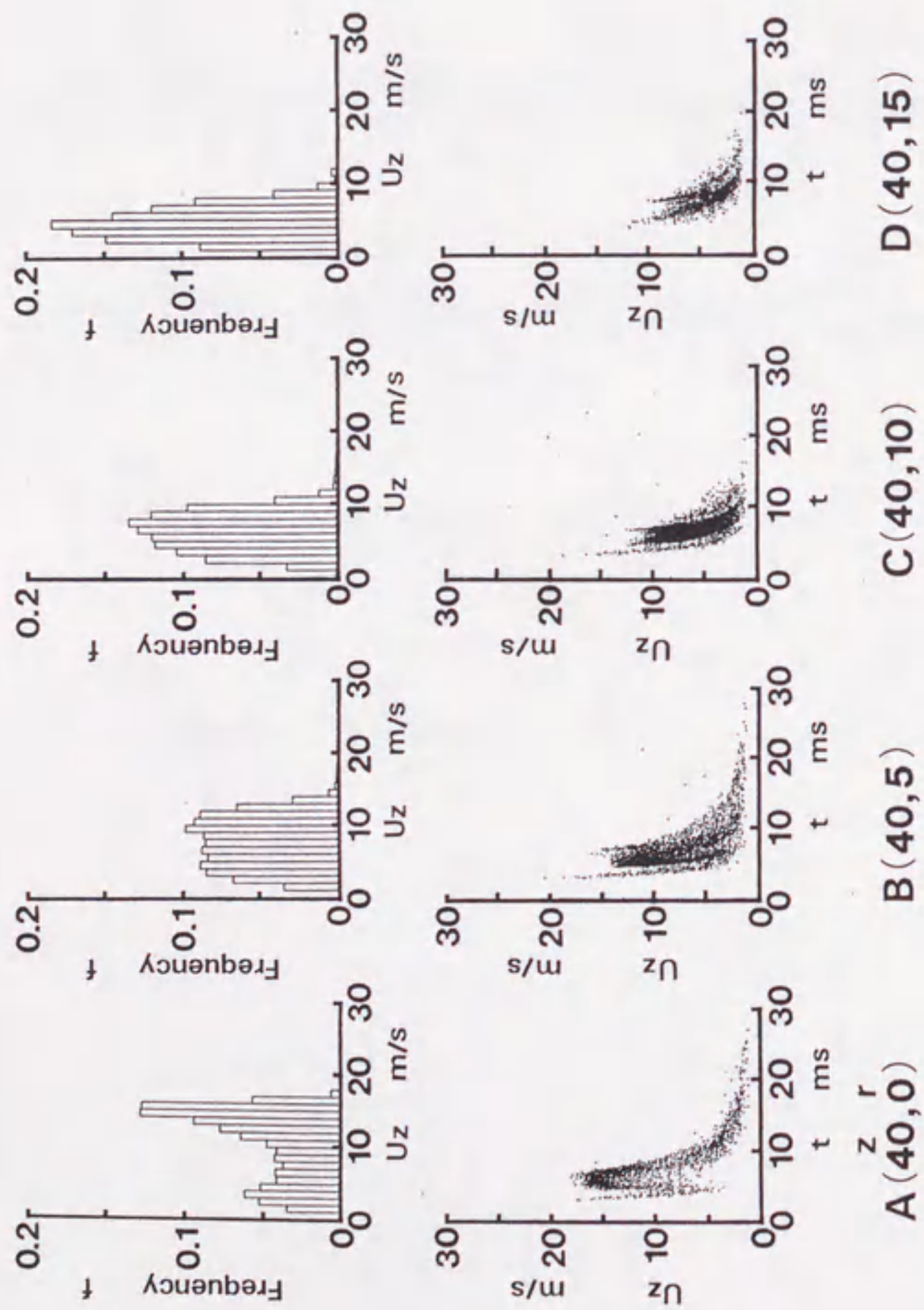


Fig.3-13 Velocity distributions of the EFI droplets at horizontal measuring points of  $z=40$  mm.

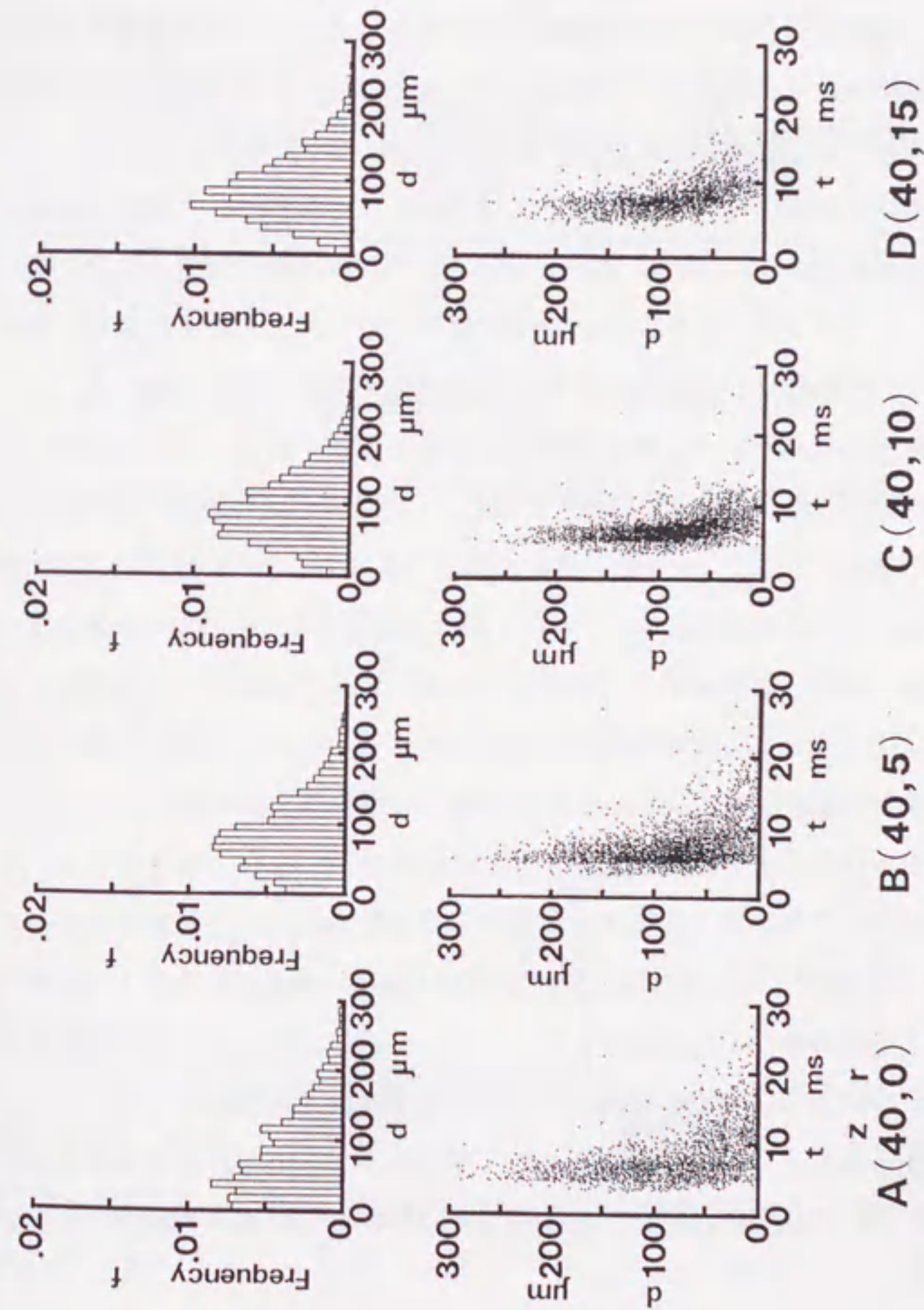


Fig.3-14 Size distributions of the EFI droplets at horizontal measuring points of  $z=40$  mm.

図において、各測定点における上の図は時間平均的な速度および粒径の頻度を表し、下の図は個々の噴霧の燃料噴射開始からの経過時間に対する速度および粒径を表している。EFI弁の真下にあたるA地点(40, 0)における噴霧速度の時間的な変化について、初期に飛来する噴霧群の速度はあまり速くはなく、その直後の5~7msの時期に15m/sを超えるような最大速度に達する噴霧群が通過する。なお、この間の噴霧速度は時間的に大きな変動もなくほぼ横ばいの傾向をもつ。その後、A地点を通過する噴霧の速度は、燃料噴射が終了するために時間の経過とともに徐々に減少していく。

ここで、初期に飛来する噴霧群の様子をさらに詳しくみるため、時間軸を拡大して整理した。結果を図3-15に示す。これによると、EFI弁の開弁直後、最初に現れる噴霧粒子はかなり高速度であるが、後続の噴霧粒子は時間とともにその速度が減速している。そして、その後再び速度の高い噴霧群が観察され最大速度に達する。このような初期の噴霧の現象について、次のように考えることができる。EFI弁が開く直前まで燃料には所定の圧力が掛かっている。このため、EFI弁の開弁直後の噴霧はその高圧力で大気中に噴出していく。しかし、燃料の噴出(開弁)ですぐに燃料噴射弁の燃料圧力が低下するため(膨張波が生じ、これは上流へ伝播する)、その後の噴霧速度は減少する。その後、膨張波が燃料ポンプのところに達しポンプの働きにより燃料圧力が回復して今度は圧力波となって燃料噴射弁に戻ってくる。このため再び噴霧の速度は高くなる。本実験の燃料噴射ポンプからEFI弁までの燃料導入管の長さは約1.2mあり、この燃料の中を伝わる波の伝播速度を、水と同程度の1400m/sと仮定すると、上述の噴霧速度が減少して再び高くなるまでに要する時間は約1.7msと計算される。この時間は図3-15で噴霧のこのような現象を示す時間とほぼ一致していることが分かる。初期に飛来する噴霧の数がそれほど多くないため、上述のような現象を見落とす場合が多い。このような場合、初期の噴霧群の速度が示す全体的な傾向は、小さな平均速度として観測されることになる。本測定では、噴霧の時間情報を計測する装置の付加により、燃料圧力の時間変化に依存した噴霧速度の時間変動の様子を精密に捕捉することに成功した。

図3-15から、最初に噴霧が到達する時刻はEFI弁の駆動用TTL信号の立ち上がり時期から約3ms後である。その後、噴霧速度が減少し再び回復してほぼ横ばいとなる。そして7ms付近から再び速度が減少していく。この最初の噴霧到達から二度目の速度減少が現れるまでの期間は、ちょうど燃料噴射弁の開弁期間(EFI駆動用TTLレベル

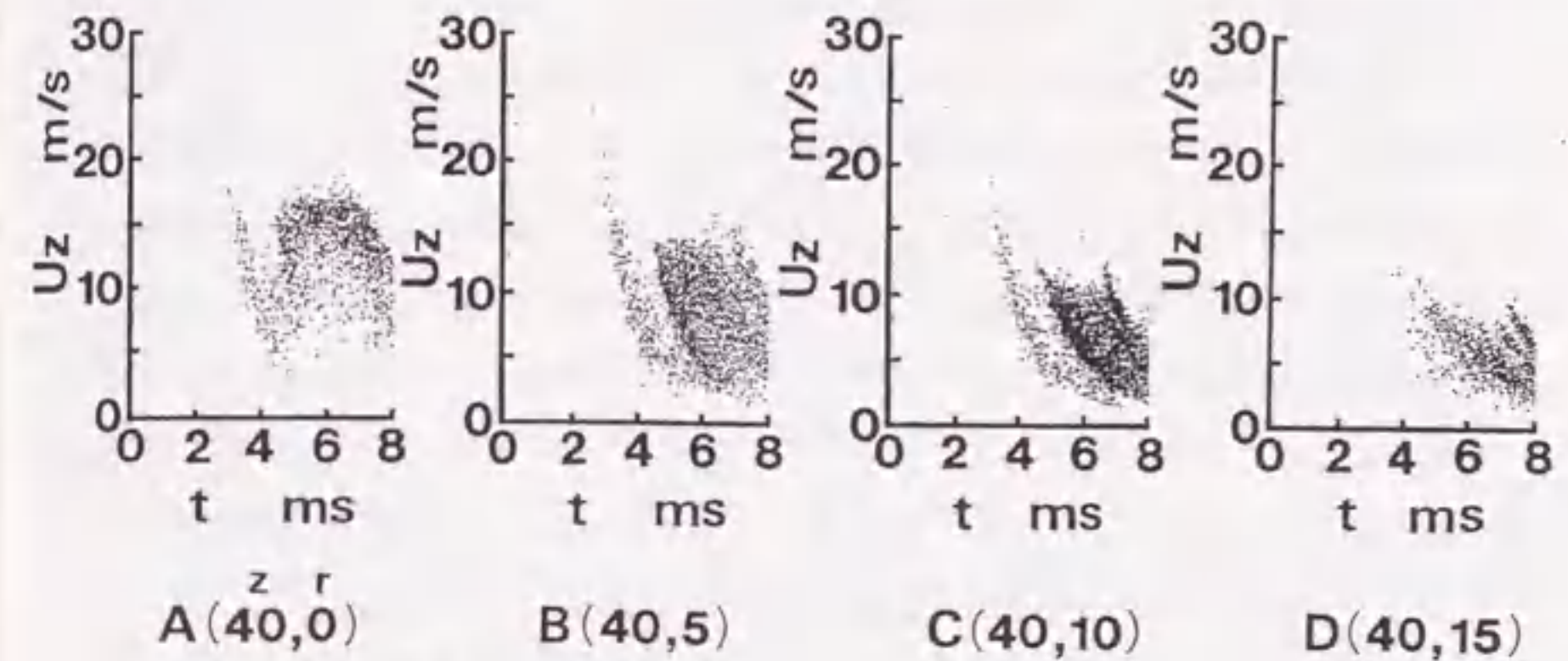


Fig.3-15 Detailed velocities of the EFI droplets coming in the first half time at  $z=40$  mm.

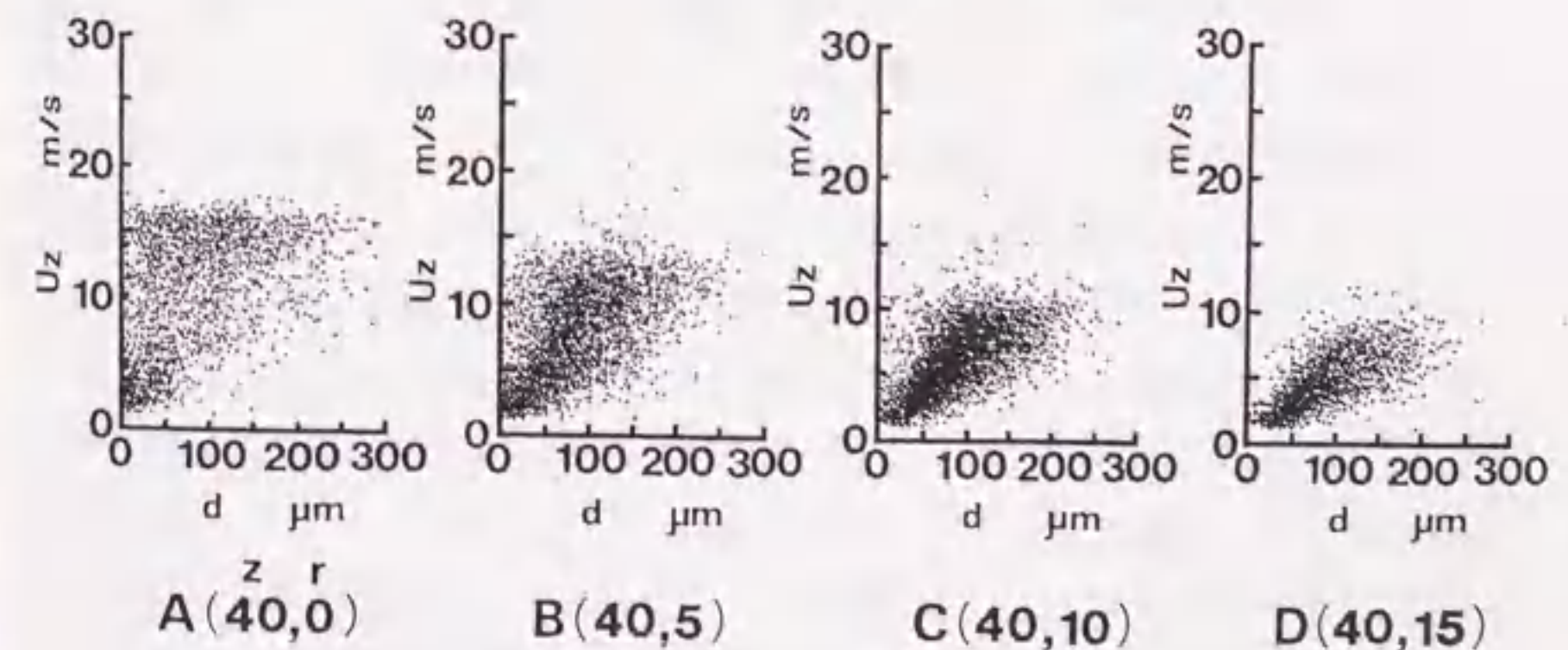


Fig.3-16 Relationship of velocities to sizes of the EFI droplets,  $z=40$  mm.

信号の Hi 期間) に相当する 4ms とほぼ一致している。一方、後尾の噴霧群について、図 3-13 から噴霧速度の減少は 25ms 付近まで観測されている。t=25 ms 付近から噴霧の計測が途絶えているが、これは全ての噴霧が通過してしまったわけではなく(もちろん主流の大半の噴霧は既に通過している)、この他に次のような理由による。噴霧の粒径測定にはバースト波数を必要とし、そのため LDV には噴霧の飛行方向を識別するための周波数シフタを使用していない。これは周波数シフタを用いるとバーストの波数に影響を及ぼし、正確な粒径測定ができなくなるためである。したがって、本測定の場合噴霧は何らかの速度を有していることが必要で、静止している噴霧の大きさは測定不可能となる。ここではドップラバースト信号のためのハイパスフィルタを 300kHz (速度に換算して約 1m/s) に設定しており、これよりも小さな速度の噴霧は捕捉できず、t=25 ms 以後存在する 1m/s 以下の噴霧データが消失している。

測定点が B, C, D 地点と z 軸から徐々に離れるにつれ、噴霧の最大速度は減少している。各測定点とも時間が経過するにつれ噴霧速度が減少する傾向がみられる。また B, C 地点の初期の噴霧群では、上述の A 地点における速度変動の挙動が認められる。

次に A 地点の噴霧粒径について、全体的には最初に大径の噴霧が多く混在しており、時間の経過とともにそれが小径化している。B, C, D 地点においてもこれと同様な傾向がみられるが、噴霧側端部(D 地点の方)にいくにつれ、大径側の粒子が小さくなっている。ここで、噴霧の速度と粒径の関係を調べた。結果を図 3-16 に示す。これによると、A 地点では噴霧が大きくなるにしたがってその速度が増すといった速度と粒径の強い相関はみられない。これは速度の大きな小径の噴霧が混在するためである。ただし、大きな粒子は、大きな速度のみを持っている。ところが、噴霧側端部に行くにつれ、粒径の小さな噴霧は速度が小さく、大きな噴霧は速度が大きくなる傾向が現れてくる。これは、半径方向の噴霧速度を同時に計測していないため一概に断定はできないが、噴霧側端部にいくと r=0mm (z 軸) 付近の噴霧主流から離れるため、小さな噴霧粒子は主に周囲空気にエンタレンされて運ばれてきたもので大きな速度を保有していないためと考えられる。

次に z 軸方向の噴霧の挙動について、速度および粒径の測定結果をそれぞれ図 3-17 および 18 に示す。データは EFI 弁の下流 20mm の地点から、20mm 間隔毎に下方へいった地点におけるものである。両図とも右の図は時間平均的な噴霧速度、または粒径の頻度分布を表している。図 3-17 によると、全体的な噴霧速度の傾向は上述の内容

と同じである。ただし、A (20, 0), C (60, 0), および D (80, 0) 地点では、初期に飛来する噴霧に燃料圧力の時間変化に依存した速度の特徴的な変化が明瞭に表れていない。これは、C, D 地点では初期の噴霧に続く速度の遅い噴霧が、燃料圧力の回復した後続の高速噴霧に追い越されるため、この時期に明確な速度の減少が表れないことによる。なお、下流に行くにつれ初期の噴霧が観測される時期が遅くなっており、かつ長い時間にわたって噴霧群が通過しているのが分かる。更に、A 地点では噴霧の最高速度は 20m/s 近くにまで達するが、下流に行くにつれてこの最高速度が減少し、D 地点では 15m/s 近くにまで落ちている。この噴霧の減速について、周囲空気による噴霧への抵抗を考慮し、次節でその考察を行う。

次に、噴霧粒径の変化について、図 3-18 によると際立った変化はみられない。ただし、A 地点とその下流の B, C, D 地点における噴霧の粒径分布(頻度分布)に若干違いが生じている。A 地点では 200 $\mu$ m 以上の大径粒子の頻度が高くなっているのに対し、その他の地点では粒径分布に大きな変化が見られない。これは、噴射弁の下流 40mm を越えた後は噴霧の微粒化があまり進まないことを示している。大径粒子の噴霧は質量が大きく飛行方向への慣性が大きいため速度の減少が少なく、下流にいても測定点の噴霧通過期間の初期に観測されている。一方、小径の噴霧は空気抵抗の影響を強く受け、その減速が著しく、下流域の遅い時期に通過する噴霧のほとんどは小径のものばかりで占められている。図 3-19 に噴霧の粒径と速度の関係を示す。上流の (30, 0) の地点では、小径の噴霧粒子でもその多くが早い速度を有しているが、下流 (80, 0) にいくと、これら高速の小径粒子がほとんど減速してしまっている。ところが、大径粒子は速度の減少があまり大きくはない。従って、上流では認められない噴霧速度と粒径の相関関係が下流では現れてくる。

次に、EFI 弁直下の (1.5, 0) における噴霧粒径と速度の結果を、それぞれ図 3-20 および 21 に示す。これによると、データの捕捉率がこれまでの結果と異なっている。すなわち、噴霧が通過する最初と最後の時刻にデータが多く集中し、その中間ではかなり減少している。これについて、次のように考えることができる。燃料噴射弁の直下では、噴霧主流部の燃料の大半がここを通過するとき、噴霧の微粒化があまり進んでおらず、例えば液柱状になっているため噴霧粒子としてのデータ捕捉率が低下している。もしくは、噴霧があまりに多いため、例えば多重散乱を起し、粒径検定曲線にあてはまる散乱光強度と、バースト波数の組み合わせが得られなかったと考えられる。

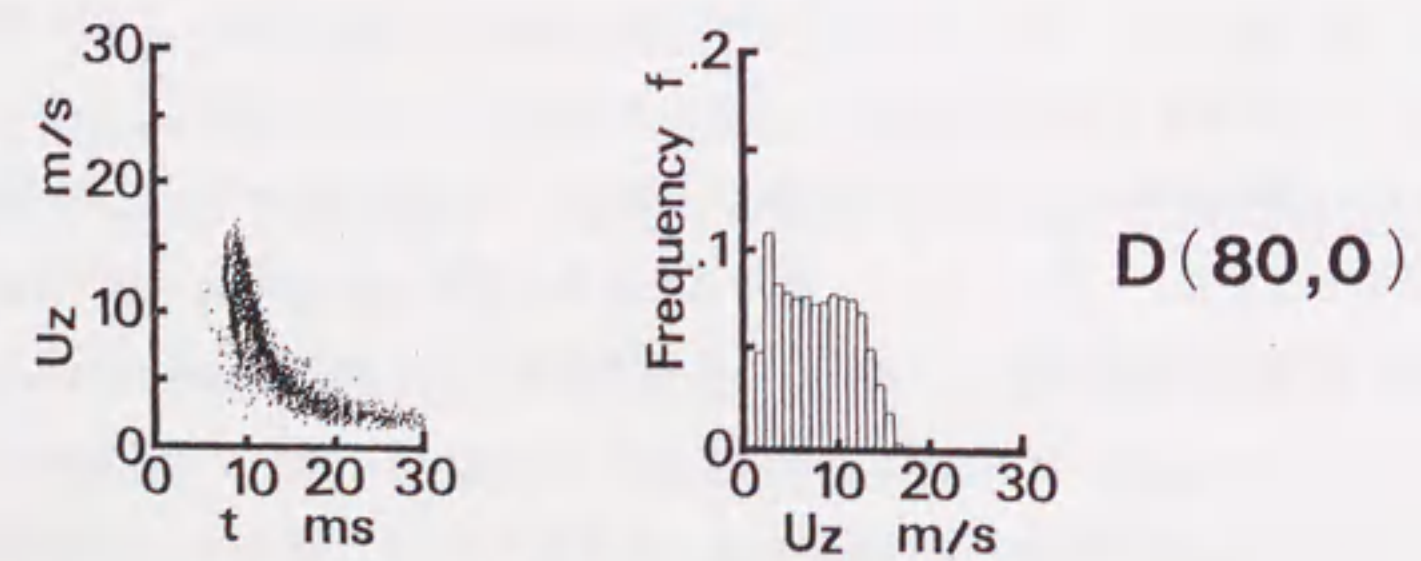
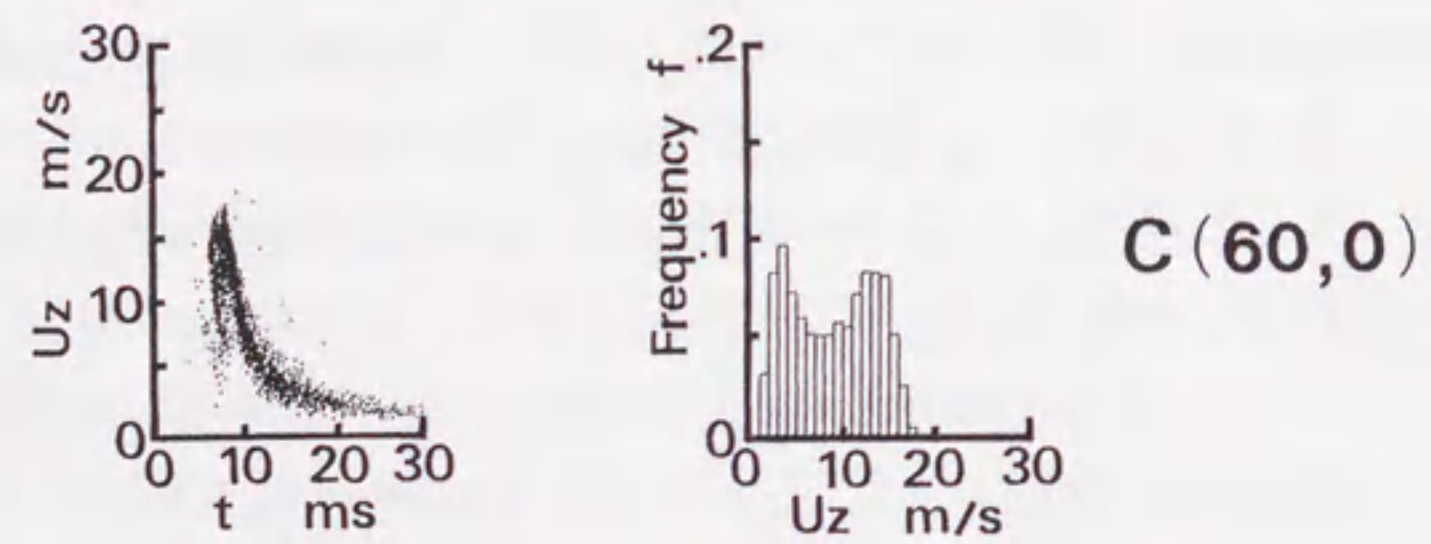
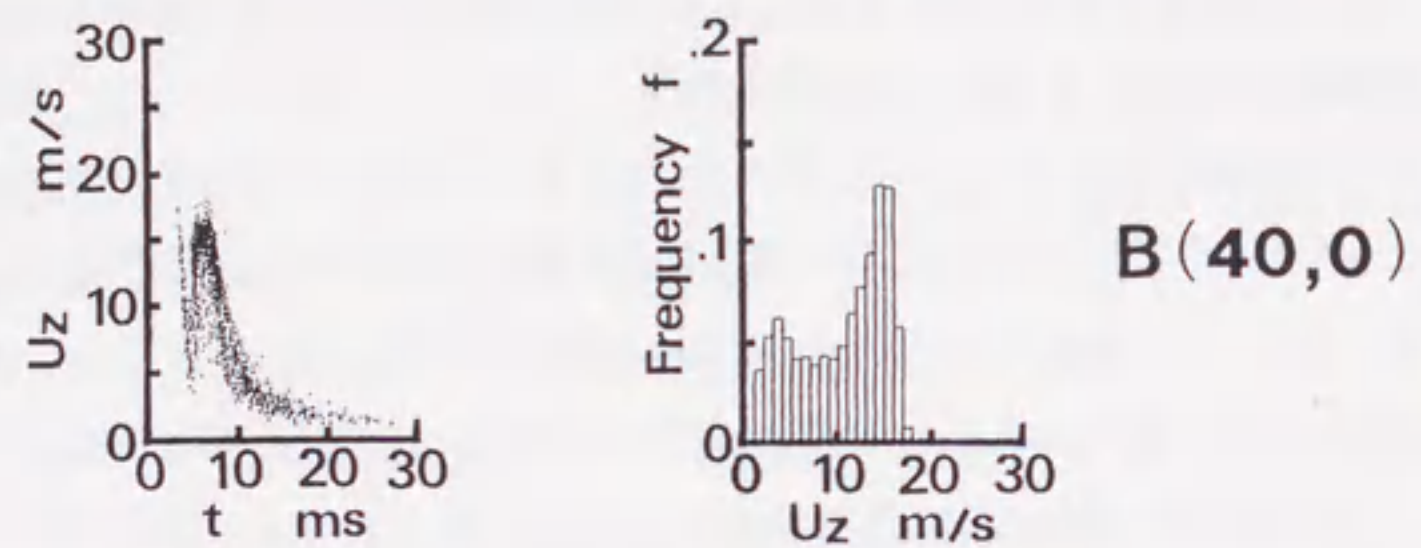
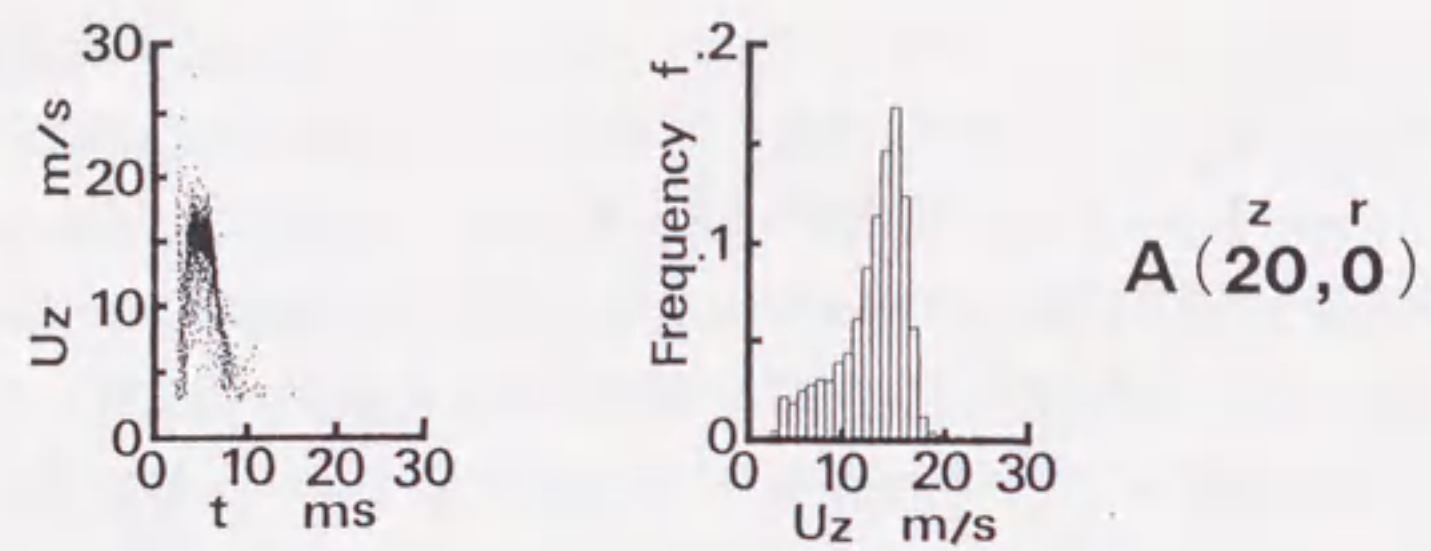


Fig.3-17 Velocity distributions of the EFI droplets at vertical measuring points along the centerline.

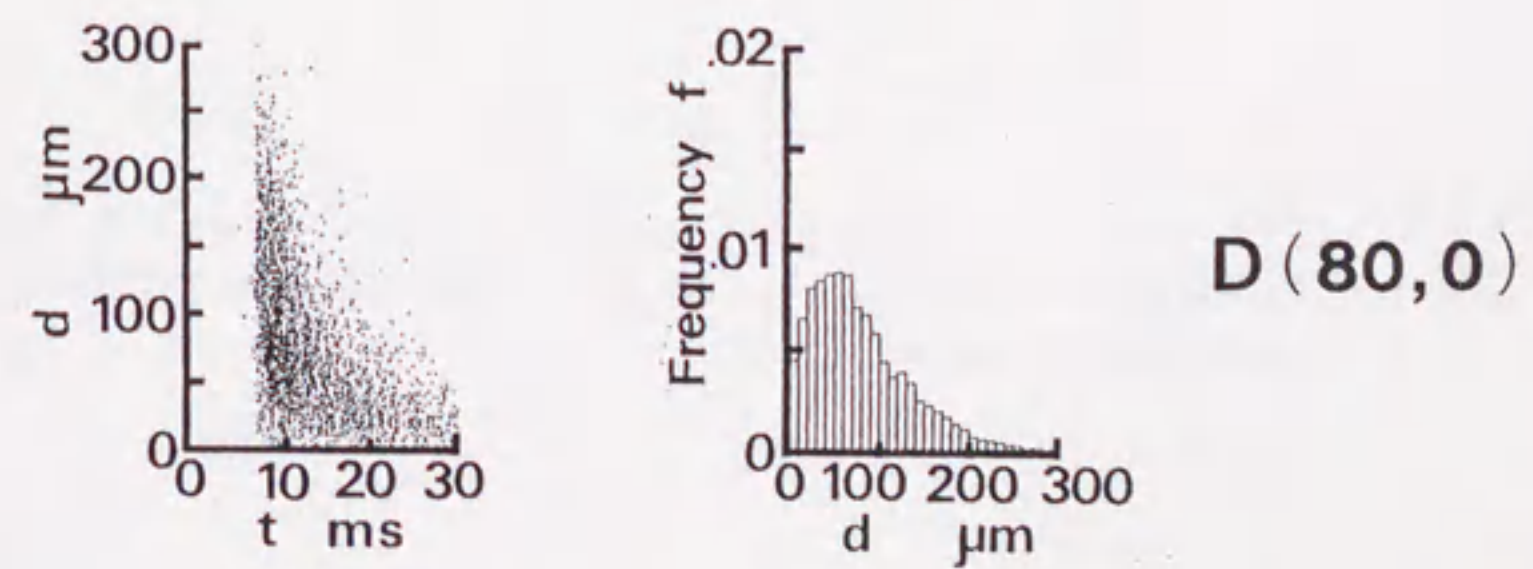
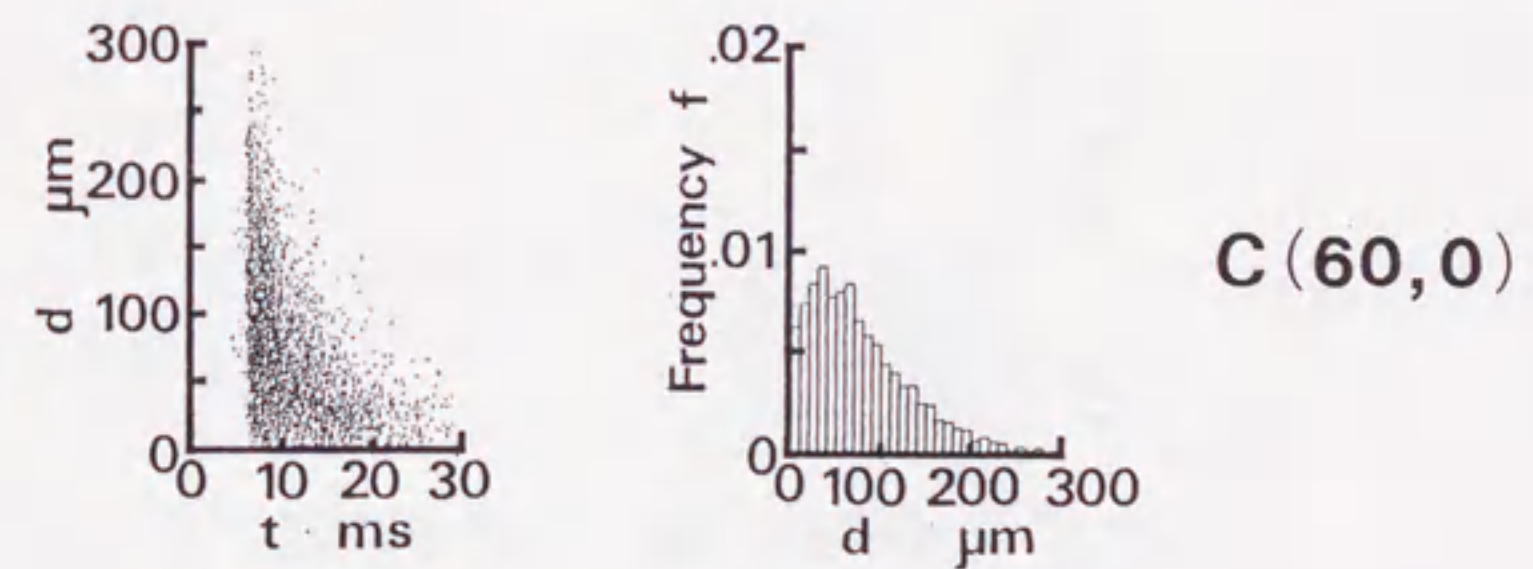
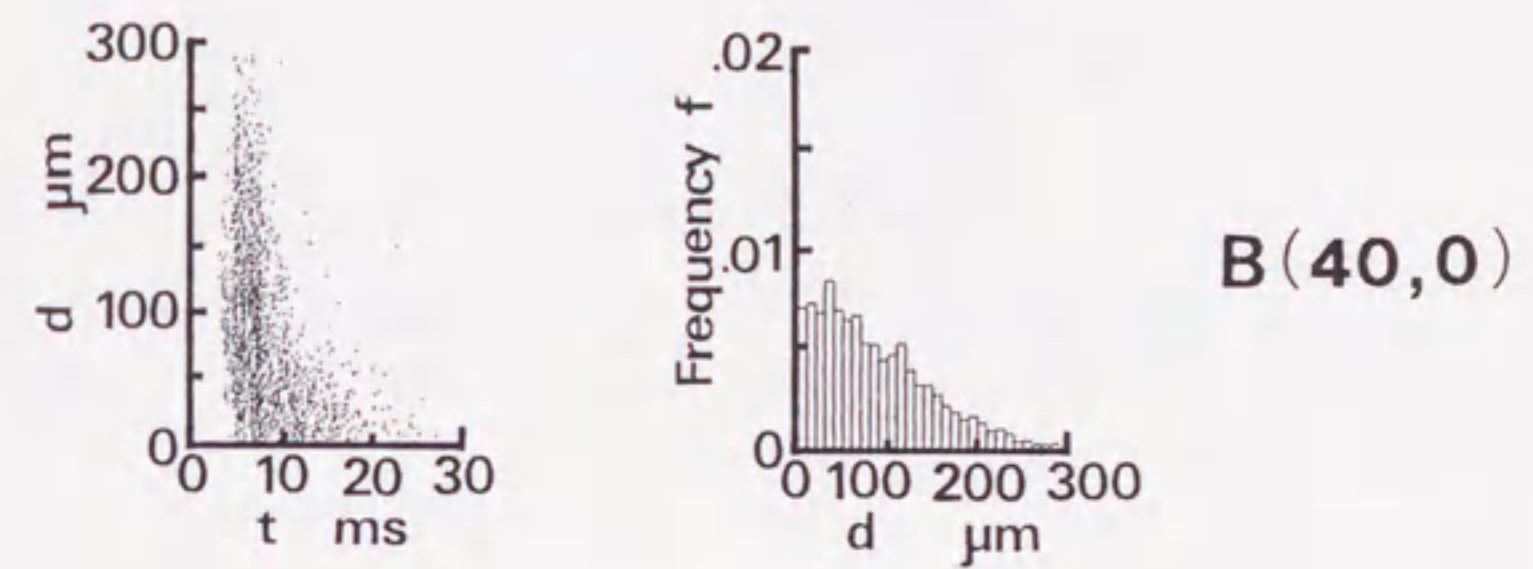
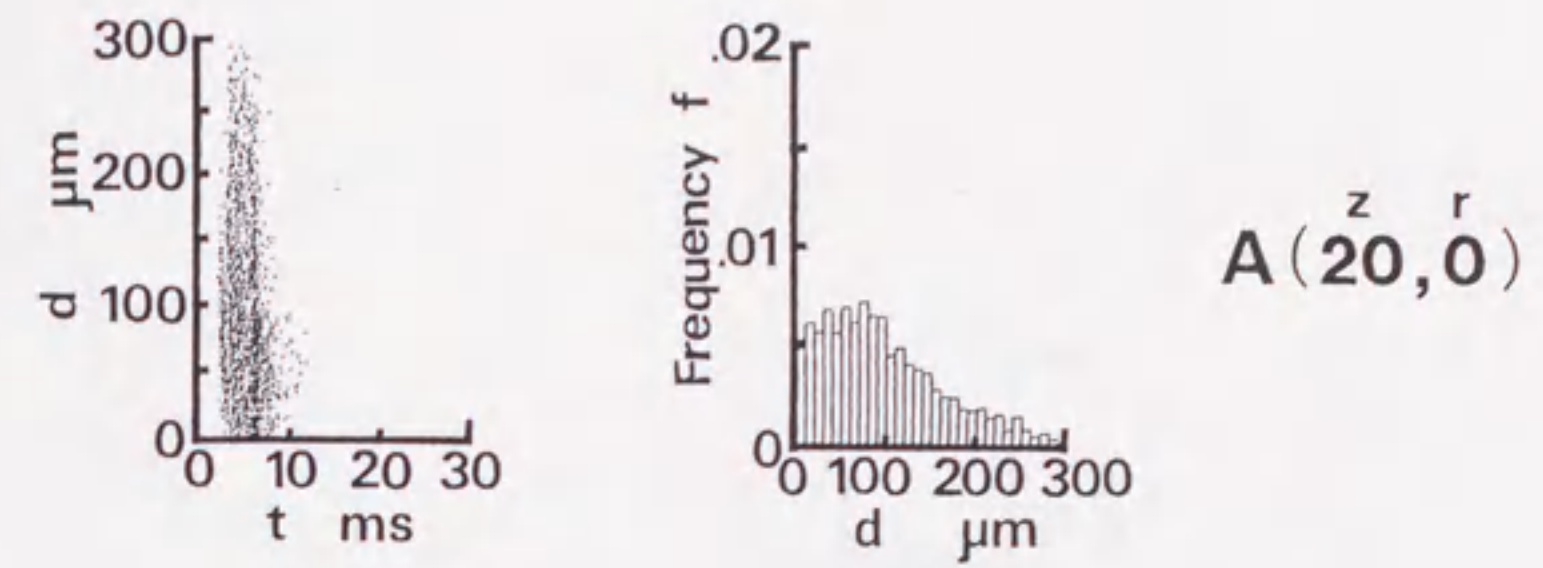


Fig.3-18 Size distributions of the EFI droplets at vertical measuring points along the centerline.



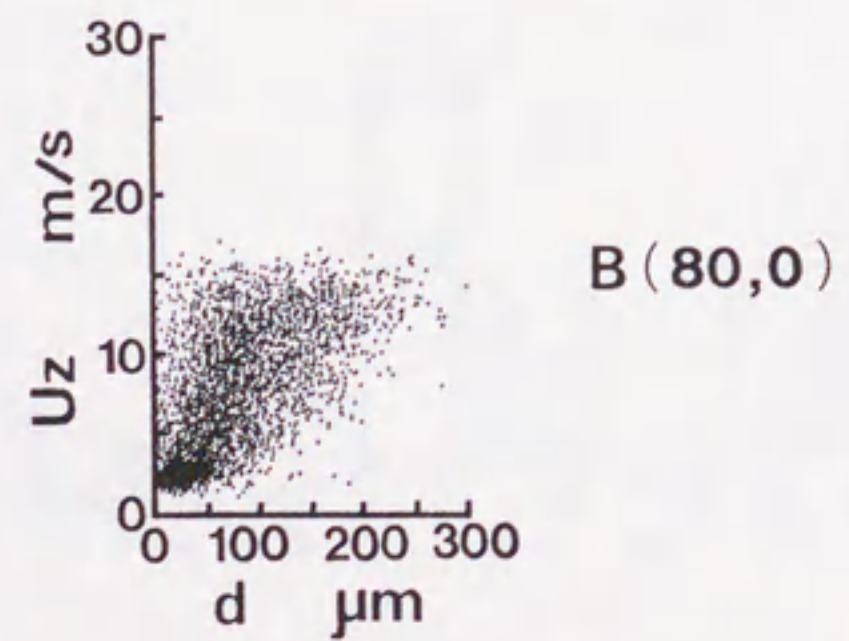
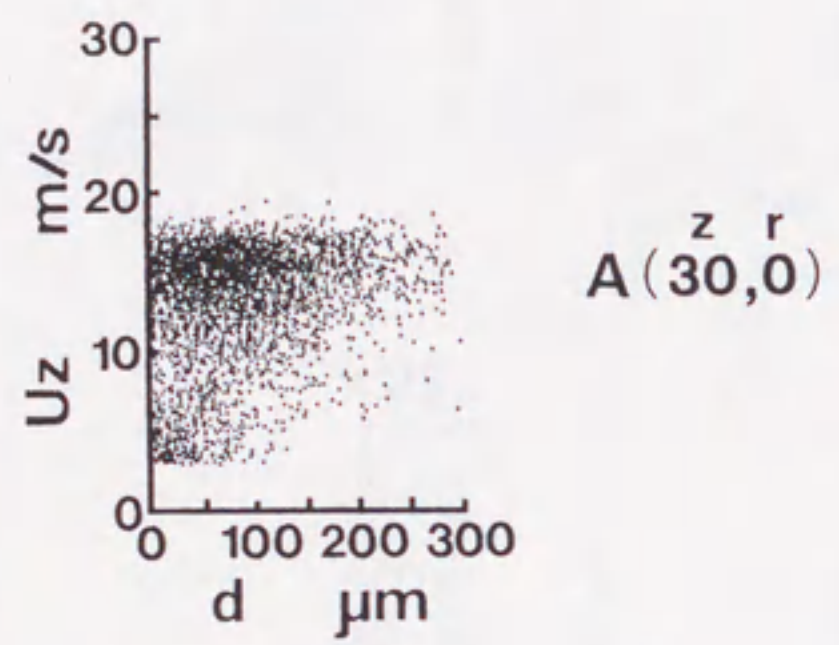


Fig.3-19 Relationship of velocities to sizes of the EFI droplets at vertical measuring points of  $z=30$  and  $80$  mm.

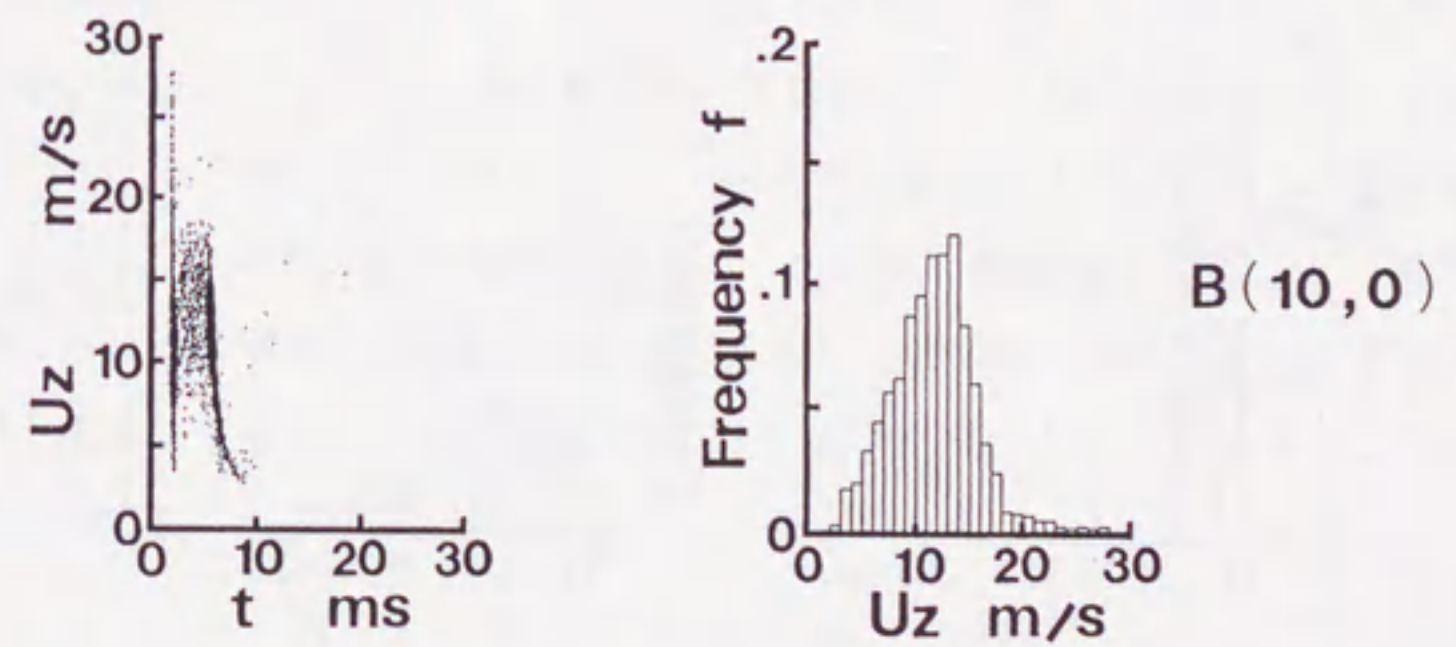
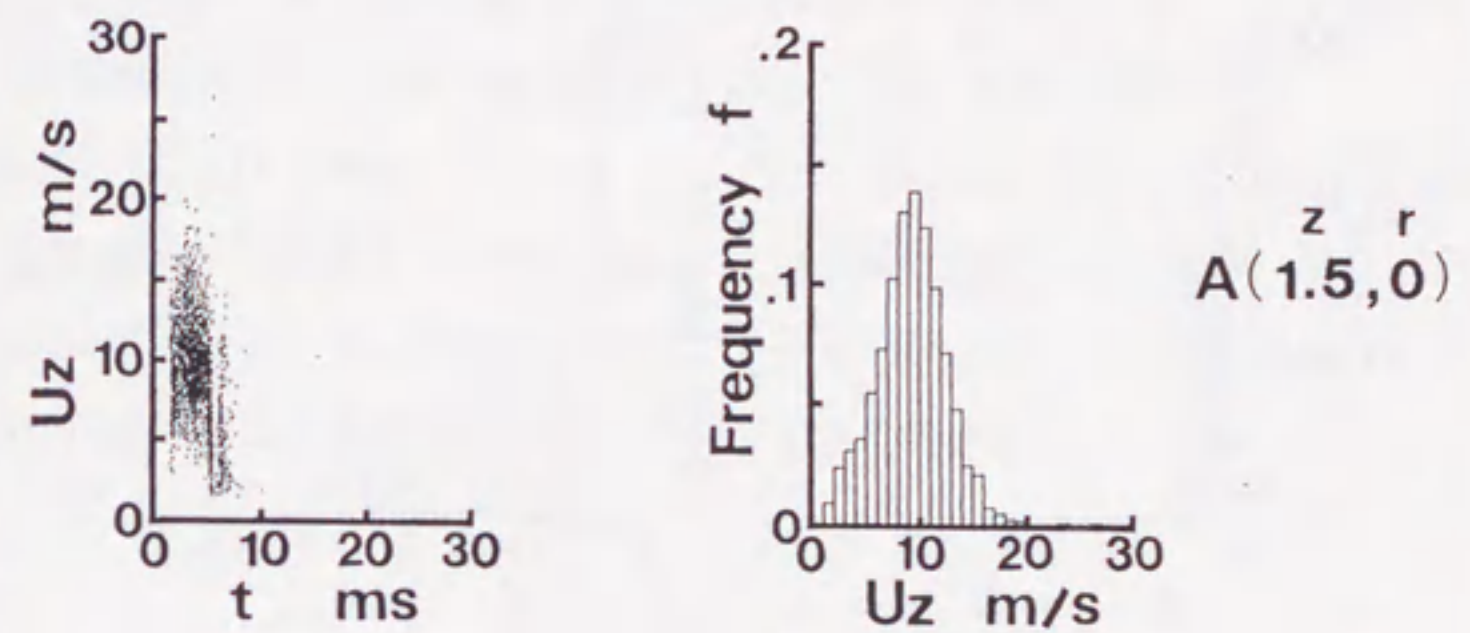


Fig.3-20 Velocity distributions of the EFI droplets near the injector,  $z=1.5$  and  $10$  mm,  $r=0$  mm.

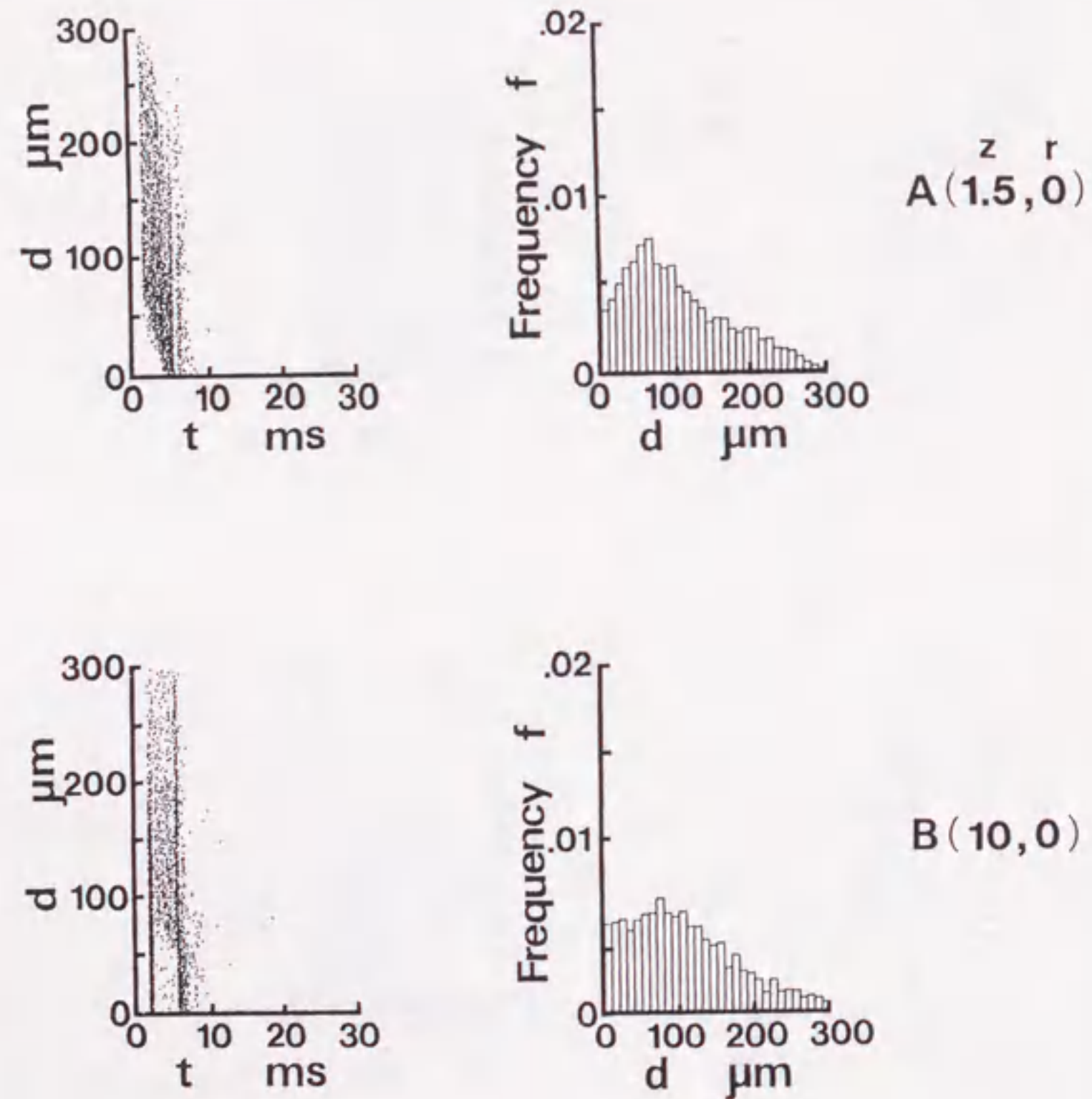


Fig.3-21 Size distributions of the EFI droplets near the injector,  $z=1.5$  and  $10$  mm,  $r=0$  mm.

図3-2のEFI弁の噴霧写真をみると、前者の原因の可能性が高いと考えられる。噴霧群の最初と最後に通過するものが相対的に多く観測される理由は、液柱燃料の中にかくらか噴霧になっているものがあり、それがこの時期の噴霧数密度は低く(図3-13)、また液柱によるノイズとしての影響も噴霧中央部に比べて少ないためである。

次に、このEFI弁による噴霧の速度と粒径の各データをアンサンブル平均して求めた、等速度線図および等SMD線図を図3-22に示す。速度、粒径ともに、ノズル出口から遠ざかるにつれて減少している。ところで、等SMD線図については、今回開発したLDVは球形の噴霧粒子に対してのみ計測可能で、中心軸付近の、特にEFI弁のノズル出口に近いところは噴霧に到るまで十分に分裂が進んでおらず、これを用いて、例えば燃料の体積流量を議論することは注意する必要がある。

### 3.2.2.3 噴霧サイズとその飛翔速度に関する考察

EFI弁の下流に行くにつれて、噴霧の粒径と速度に相関関係が現れることについて考察する。図3-19によると、燃料噴射弁の近傍において小径の噴霧は速度の大きなものから小さなものまで広く分布し、一方、大径の噴霧は大きな速度のものが支配的である。そこで、 $1\sim 300\mu\text{m}$ の噴霧を対象に、一律に初期速度 $v_0$ を与え、その後EFI弁の下流における各噴霧の速度を計算により求めた。その際、噴霧は球形を保ちつつ静止大気中を飛翔するとし、途中で蒸発は行わないとした。このとき、噴霧の運動は近似的に次式で表される。

$$m \frac{dv}{dt} = mg - F_d \quad (3-1)$$

$$F_d = \frac{1}{2} C_d \rho v^2 A \quad (3-2)$$

ここで、 $m$ は噴霧の質量、 $v$ は速度、 $t$ は時間、 $g$ は重力加速度、 $F_d$ は噴霧に作用する抗力、 $A$ は噴霧の投影面積、そして $\rho$ は大気密度を表す。 $C_d$ は球形噴霧に作用す

る抵抗係数で、噴霧粒径と初期速度 ( $v_0 = 20\text{m/s}$  とする) を長さで速度の代表寸法としてレイノルズ数  $Re$  を計算すると  $1\sim 400$  となり、次式で表される抵抗係数を用いた [95].

$$C_d = \frac{10}{\sqrt{Re}} \quad (3-3)$$

さらに、上記の運動方程式において、右辺第 2 項に比べ第 1 項は非常に小さいため省略し、初期条件 ( $t=0$ ) を  $v = v_0$ 、噴霧の位置を  $z=0$  とし、EFI 弁の下流の所定の位置  $z$  における噴霧速度  $v$  について整理すると次式を得る.

$$\frac{v}{v_0} = \left( 1 - \frac{15}{4} \frac{\rho}{\rho_d} \frac{1}{\sqrt{Re_0}} \frac{z}{d} \right)^2 \quad (3-4)$$

ここで、 $\rho_d$  は噴霧の密度、 $Re_0$  は噴霧の粒径  $d$  と初期速度  $v_0$  を代表寸法としたときのレイノルズ数である.

上式を用い、 $20\text{mm}$  毎の  $z$  における粒径と速度を計算した結果が図 3-23 である. これによると、 $z=20\sim 40\text{mm}$  までは  $100\mu\text{m}$  付近の噴霧の減速が不十分なため、粒径と速度に相関関係が明瞭に表れていない. しかし、 $60\text{mm}$  より下流になると、減速が進み噴霧粒径と速度に相関が表れてくる. 更に、大径粒子が初期速度よりも減速している点など、図 3-19 で見られた  $z=80\text{mm}$  の結果を定性的に良く再現している. 噴霧粒径による減速の程度の差異が、EFI 弁の下流で粒径と速度に相関関係を生じる原因であることが確かめられた.

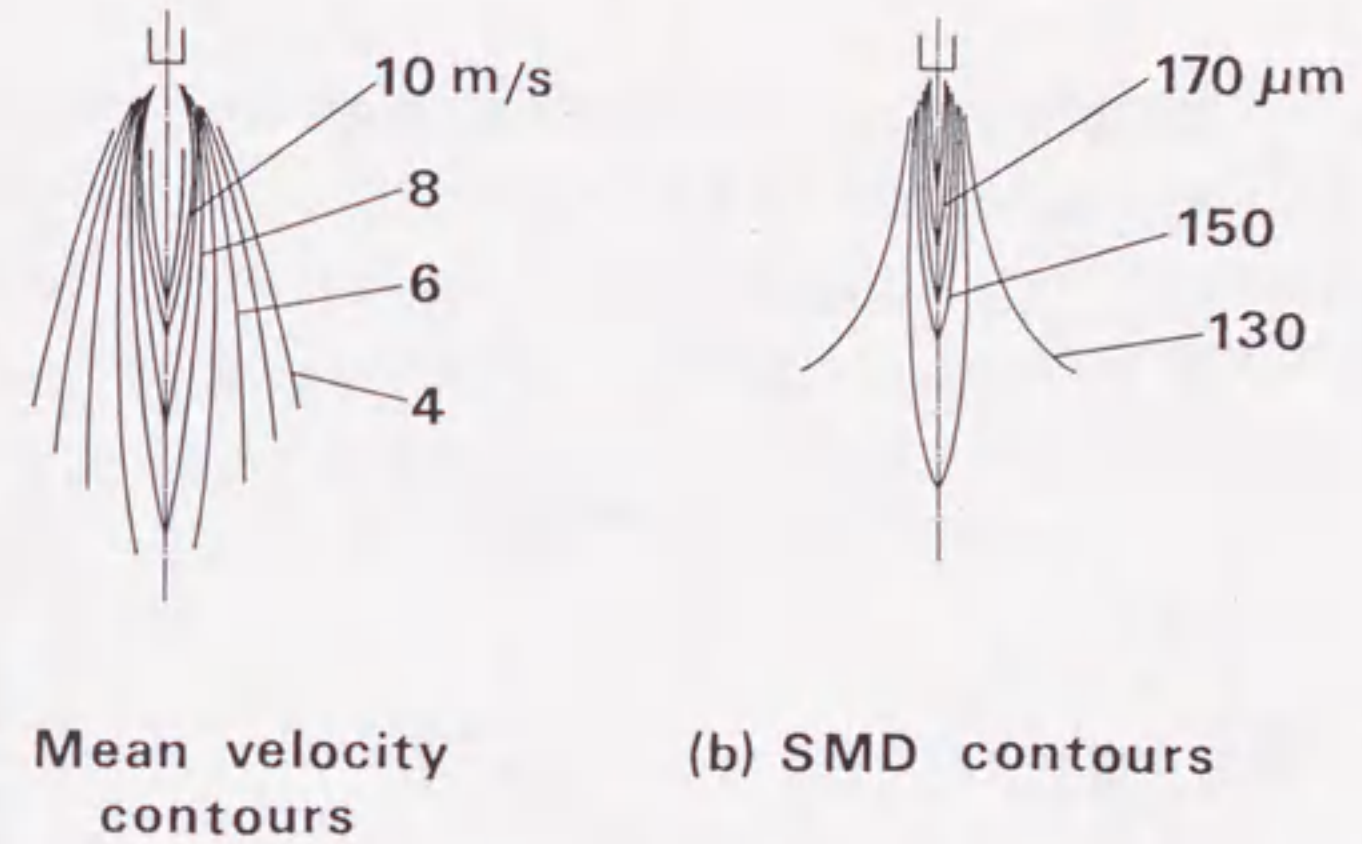


Fig.3-22 Mean velocity contours and Sauter mean diameter SMD contours of the EFI droplets injected in an atmospheric room.

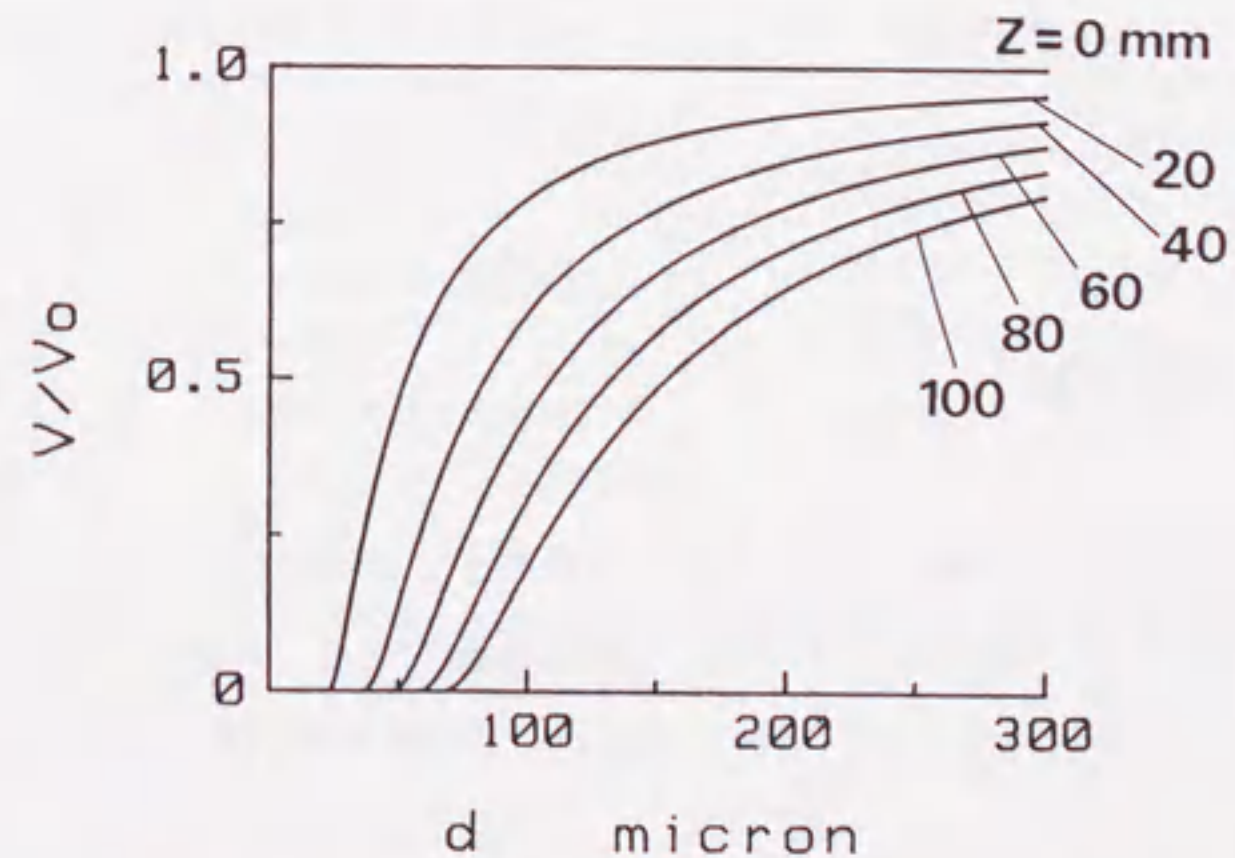


Fig.3-23 Calculated velocity distributions versus droplets of every size, their initial velocity is  $20\text{ m/s}$  given at the injection outlet.

### 3.3 吸気バルブ環状通路におけるガソリン噴霧挙動

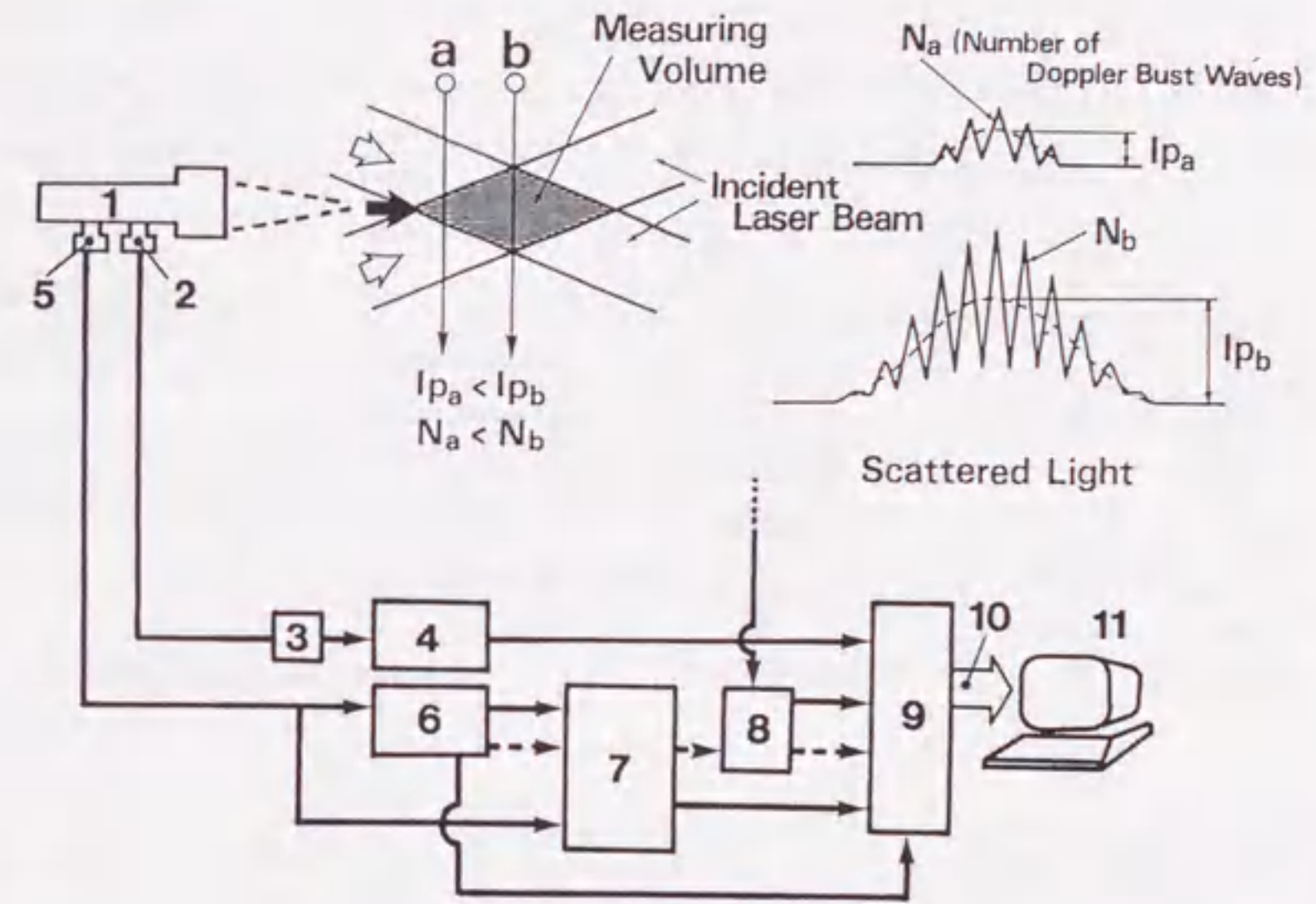
吸気バルブ環状通路からシリンダ内に流入する燃料噴霧の挙動は、その後のシリンダ内における混合気形成過程に大きな影響を及ぼすため、エンジン性能を向上する上で重要な因子となっている。にもかかわらず、これまでその挙動はよく分かっていなかった。そこで、新しく開発した噴霧の粒径・速度同時測定装置を使い、エンジン吸気流を定常流で模擬し、そこへ噴射されたガソリン噴霧の挙動を調べた。

#### 3.3.1 実験装置および方法

LDVの2カラー化を図り噴霧速度の二次元測定ができるようシステムアップを行った。アルゴンイオン(Ar-ion)レーザを単波長発振からマルチライン発振に変更し、その他、二方向速度成分の測定に必要な光学系を追加した。なお、使用した光の2波長は514.5nmと488nmで、それぞれグリーンとブルーの光である。上述の時間測定回路の導入とともに新たにバージョンアップした噴霧の粒径・速度同時測定装置を図3-24に示す。これにより、2方向の噴霧速度(16ビット×2チャンネル)、噴霧粒径(16ビット)、そして噴霧到達時刻(12ビット)の合計4データを取り込めるシステムとなった。

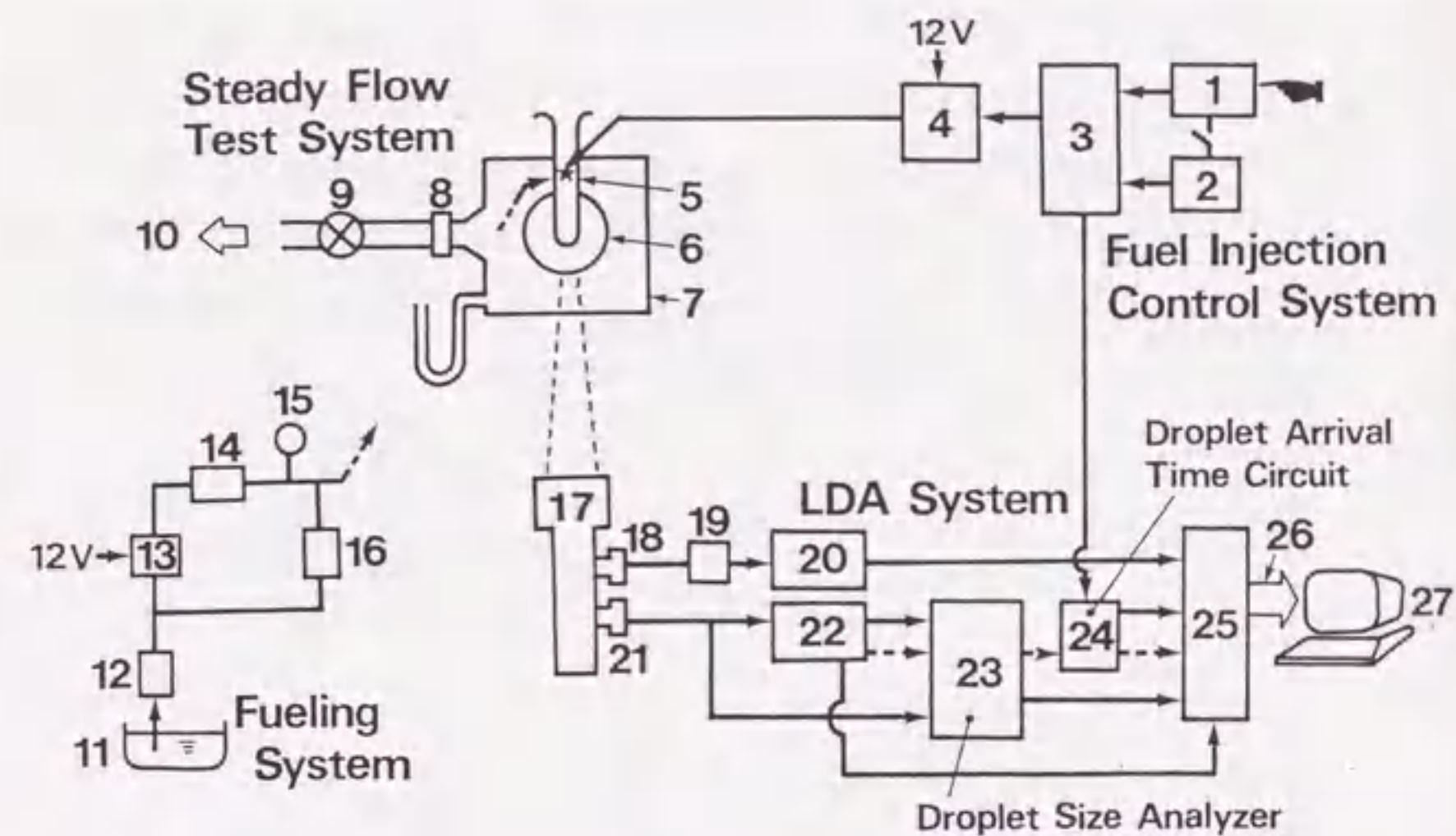
##### 3.3.1.1 実験装置

図3-25に実験装置の概略を示す。大きく分けて4つの部分から構成されている。第一の部分は、図3-25の右上に示す燃料の噴射制御部である。マニュアルトリガ(1)を駆動すると、燃料噴射時期および噴射量制御のための燃料噴射制御回路(3)が作動し、ピントルタイプのEFI弁(5)から単発もしくは所定回数の燃料の繰り返し噴射が行われる。なお、このマニュアルトリガ回路を遅延回路に置き換え、パルス発生器(2)と接続してその周波数を変えると、任意のエンジン回転数に相当する燃料の繰り返し噴射が可能となる。燃料噴射制御回路(3)のTTLレベルの信号は、噴射弁駆動のためのパ



- |                                  |                                 |
|----------------------------------|---------------------------------|
| 1 LDV optical alignment          | 7 Droplet size analyzer         |
| 2 Photomultiplier-1              | 8 Droplet arrival time circuit  |
| 3 Frequency shifter              | 9 High speed transfer interface |
| 4 Counter-type signal analyzer-1 | 10 16 bit DMA transfer          |
| 5 Photomultiplier-2              | 11 Microcomputer                |
| 6 Counter-type signal analyzer-2 |                                 |

Fig.3-24 Improved LDV system equipped with droplet arrival time circuit and two color Ar-ion laser for two velocity components.



- |  |                                   |
|--|-----------------------------------|
| 1 Manual trigger pulse or delay circuit              | 14 High pressure fuel filter      |
| 2 Pulse generator                                    | 15 Pressure gauge                 |
| 3 Fuel injection timing and duration control circuit | 16 Pressure regulator             |
| 4 Injection driving circuit                          | 17 LDV optical alignment          |
| 5 Fuel injector                                      | 18 Photomultiplier-1              |
| 6 Engine cylinder head                               | 19 Frequency shifter              |
| 7 Surge tank   | 20 Counter-type signal analyzer-1 |
| 8 Laminar flow meter                                 | 21 Photomultiplier-2              |
| 9 Airflow control valve                              | 22 Counter-type signal analyzer-2 |
| 10 Vacuum pump                                       | 23 Droplet size analyzer          |
| 11 Gasoline fuel tank                                | 24 Droplet arrival time circuit   |
| 12 Fuel filter                                       | 25 High speed transfer interface  |
| 13 Fuel pump   | 26 16 bit DMA transfer            |
|  | 27 Microcomputer                  |

Fig.3-25 Experimental apparatus to investigate the behavior of EFI droplets at intake valve annular passage.

ワー回路 (4) および噴霧の到達時刻計測のための基準信号として時間計測回路 (24) に入力される。

第二の部分は、図 3-25 の右下に示す噴霧の粒径・速度同時測定システムである。Ar-ion レーザによる 2 カラー、4 ビーム仕様 (米国 TSI 社製) で、噴霧の 2 方向速度成分を一度に測定できる。噴霧の粒径は波長  $\lambda = 514.5nm$  のグリーン光による噴霧粒子の散乱光信号 ( $I_p$  と  $N$ ) から求めた。従って、粒径測定のためのグリーン光の信号ラインには周波数シフタが取り付けられてない。一方、粒径測定に関与しないブルー光のラインは、フォトマルチプライヤ (18) から周波数シフタ (19) を通過させ、速度の方向が分かるような光学系とした。ところで、本計測では各測定点における噴霧の通過頻度 (通過確率) も求めている。これは噴霧の採取データ数とそれに要した時間から計算して求めた。EFI 弁駆動開始からの各噴霧の到達時刻は、時間測定回路 (24) で計測した。なお、LDV 装置には信号の SNR (Signal Noise Ratio) を上げるため、ビームエクスパンダが取り付けられてあり、このときの測定体積部の諸元を表 3-1 に示す。

第三の部分は、図 3-25 の左下に示すガソリン燃料供給部である。本実験では燃料の噴射圧力を 315kPa とした。

第四の部分は、左上の測定対象部である。0.2m<sup>3</sup> のサージタンクの上部にガラス製シリンダおよび供試シリンダヘッドを設置し、サージタンク下流の流量調整バルブにより空気流量を調整する。測定点近傍の様子を図 3-26 に示す。吸気バルブ環状通路で LDV 測定ができるように、シリンダヘッド下面に直接ガラスシリンダが取り付け構造にした。燃料噴射弁は吸気ポートの上流もしくは下流のいずれにも設置が可能で、本測定では吸気バルブに近い下流側に EFI 弁を設置した。

### 3.3.1.2 実験条件

エンジンの吸気行程を模擬する定常流実験を表 3-2 に示す条件で実施した。これはエンジン回転速度 1200rpm、中負荷、燃料噴射時期が吸入上死点 (TDC: Top Dead Center) 後 60° ~ 90° クランク角 CA (Crank Angle) の状態を模擬したものである。この定常流実験における吸気バルブのリフト量と空気流量を決定する要素となる燃料噴射時期は、リーンバーンエンジンにおける報告 [96], [97] に基づいて決定した。す

Table 3-1 Specifications of two color Ar-ion LDV

Laser wave length	green/blue	514.5/488.0 nm
Measuring volume	diameter/length	100/1150 $\mu\text{m}$
Fringe spacing	for green/blue	2.98/2.83 $\mu\text{m}$
Frequency shifter	for blue	40 MHz (Bragg cell) 2 kHz - 25 MHz (mixer)
Signal analyzer timer resolution	for green/blue	Counter type 1/2 ns

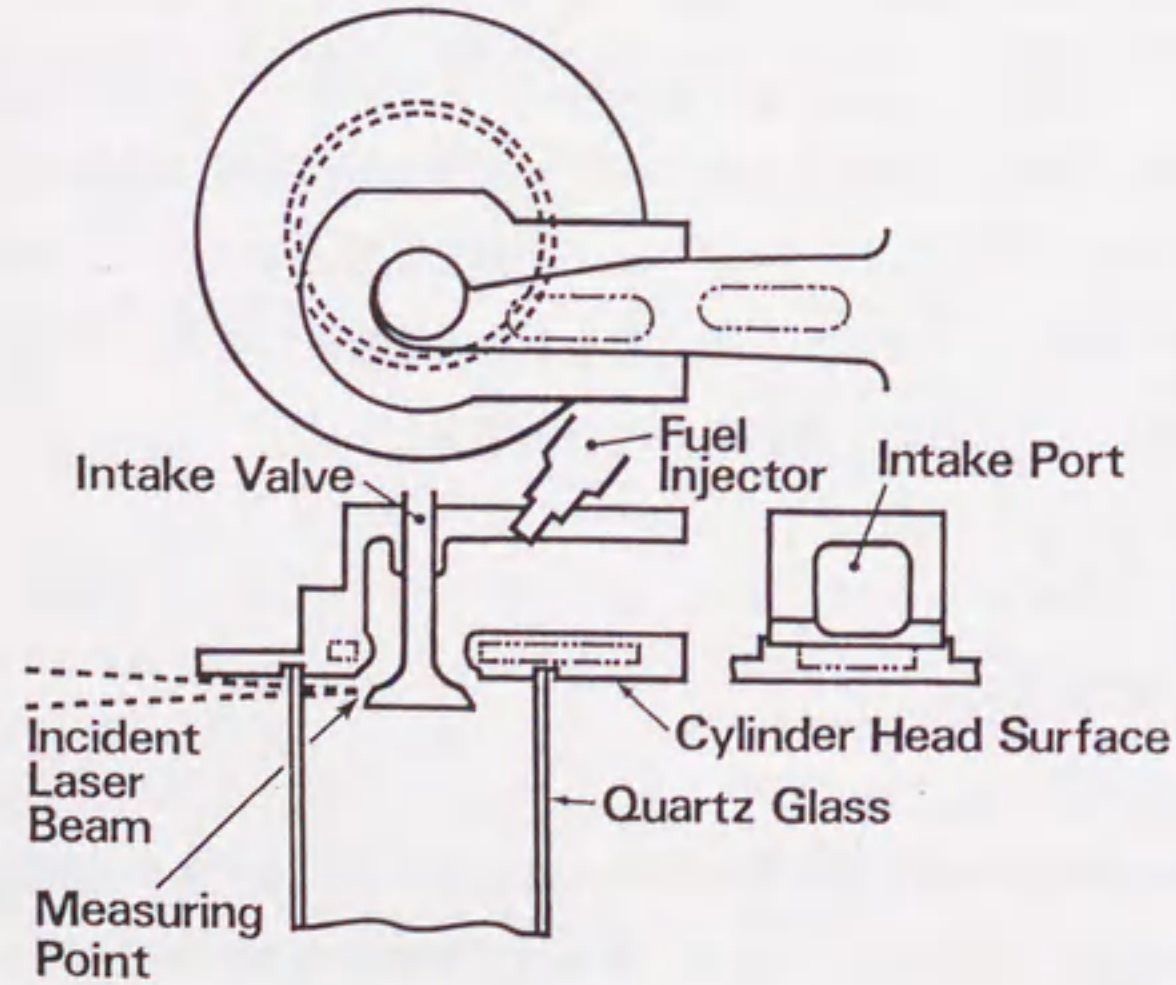


Fig.3-26 Top view of an engine and a vertical cross-section near the measuring point.

Table 3-2 Experimental conditions for LDV measurements of droplets at intake valve annular passage

Fuel Injector	Electronic Pintle type
Airflow Rate	12 g/s
Fuel Injection Rate	10 mm <sup>3</sup> /one-injection
Fuel Injection Location	to Poppet Valve
Intake Port	Swirl Port : SR = 2.9
Intake Valve Lift	9 mm
Measuring Points	Center of Valve Annular Periphery Passage

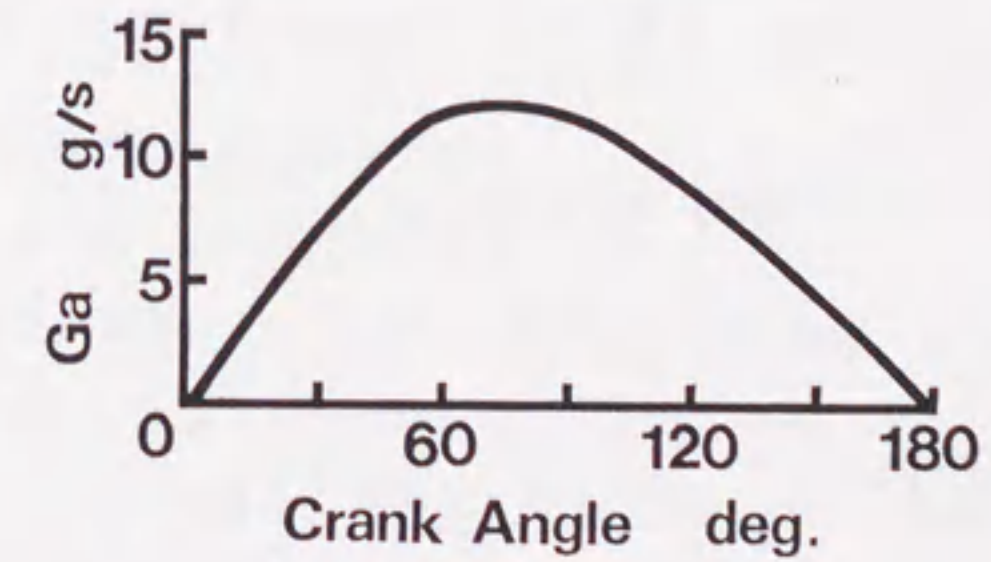


Fig.3-27 Airflow rate Ga at each crank angle.

なわち、多点燃料噴射方式のリーンバーンエンジン [96] では、EFI の燃料噴射を吸気 TDC 後  $90^\circ$  CA までに終了するのが良く、一方、単点燃料噴射方式のリーンバーンエンジン [97] では、吸気 TDC 後  $60^\circ \sim 120^\circ$  CA に燃料噴射するのが良い。これらの結果はどのようなエンジンに対しても有効であるとは断言できないが、特にこれ以外の情報もないため、本実験では吸気 TDC 後  $60^\circ \sim 90^\circ$  CA における燃料噴射を模擬した。

燃料の噴射圧力は  $315\text{kPa}$  とし、燃料噴射量は一回の燃料噴射につき  $10\text{mm}^3$  とした。これは吸入空気量と考え合わせて、上記条件の予混合ガソリンエンジンにおける希薄燃焼限界、すなわち空気と燃料の質量流量比（これは空燃比 A/F : Air Fuel Ratio と呼ばれる）で約 25 になるように設定した。なお、吸入空気量については、この燃料噴射時期のピストン速度で定常的に空気を吸入し続けた場合に等エントロピー的に流れる空気流量を計算で求めて決定した。この時のエンジンクランク角度に対する空気流量を図 3-27 に示す。なお、この計算法の詳細については、第 4 章の定常スワール比の項 (4.2.2) で述べる。

燃料の噴射位置については、吸気ポートの上部壁面に EFI 弁を設置し、そこからバルブステムを挟んでシリンダ中心部より外側（シリンダ壁側）の吸気バルブ傘部曲面に向けて燃料噴射した。これは現状のガソリンエンジンが加速応答性能、エンジン始動性能の向上のためにこのように吸気弁近くに向けて燃料を噴射し、できるだけ速くシリンダ内への燃料導入を図っているのを模擬するためである。またバルブ傘部のシリンダ壁側に向けて噴射した理由は、現状の希薄燃焼エンジンの中で最も性能の良いエンジンに倣ったためである。なお、本定常流実験では吸気ポート、および吸気バルブの壁面温度は常温とした。

レーザの入射方法および座標系を図 3-28 に示す。

### 3.3.1.3 測定方法

測定項目はガソリン噴霧の 3 方向速度成分 ( $U_x$ ,  $U_y$ ,  $U_z$ )、粒径  $d$ 、空間的な噴霧の通過頻度 PR (Passage Rate of droplets)、燃料噴射弁駆動開始時期から噴霧が測定点に到達するまでの時間  $t$  の 6 項目とした。LDV は 2 カラー仕様のため二次元の速度測定が可能であるが、上記 6 項目を一度に測定することは不可能なため、次の 2 段階に

分けて計測を行った。

- (1) 第 1 段階 :  $U_y$ ,  $U_z$ ,  $d$ ,  $t$  の測定
- (2) 第 2 段階 :  $U_x$ , PR の測定

噴霧のデータ数が少ないと噴霧の粒径分布をうまく反映できないため [72]、第 1 段階の粒径測定時には粒径の有効データ数が 1024 個以上になるまで周期的に燃料噴射を繰り返し測定を行った。また、第 2 段階では 512 個のデータを採取して、それに要する時間をもとに各測定位置の相対的な時間平均の噴霧通過頻度を求めた。なお、LDV による空間的な測定位置は、 $\theta = 0^\circ$  を基準にして、 $\Delta\theta = 7.5^\circ$  間隔で、噴霧が計測できるまでの範囲とした。

### 3.3.2 測定結果

時間平均的な噴霧速度、時間平均的な噴霧の通過確率を空間的な相対値で表示した噴霧相対頻度 PR を図 3-29 に示す。さらに、吸気バルブまわりの代表的な測定位置における噴霧のデータ ( $U_x$ ,  $U_y$ ,  $d$ ) を図 3-30 に示す。図 3-29 の水平面内速度ベクトルは、図 3-28 に示される  $U_x$  と  $U_y$  について、それぞれの噴霧速度の算術平均値を用いその合成ベクトルで表示した。 $U_z$  はバルブ外周線から外向きを正方向（図 3-28 の  $z$  軸方向）とし、その長さは速度の大きさを示している。図 3-29 のアスタリスク (\*) は、燃料がバルブ傘部に衝突する幾何学的位置を示す。

図 3-29 によると、噴霧は  $\theta = -7.5^\circ \sim 105^\circ$  の限られた範囲からシリンダ内へ流入し、それ以外のところからは流入がみられない。しかも、吸気バルブに衝突した後シリンダ内に流入したこれらの噴霧は、その多くが前方の  $\theta = 80^\circ \sim 100^\circ$  のシリンダ壁に衝突し付着するのが観察された。実機ではこの衝突部分を中心に、シリンダ壁からの熱伝達によって噴霧の蒸発が促進され、ガス化して筒内混合気を形成していくと考えられる。従って、燃料がバルブへ衝突する位置が変わると、この分布も当然変わることになり、筒内の混合気分布はこれとは全く違ったものとなる。これまであまり注意が払われなかった燃料の噴射位置が、混合気形成過程にとって重要な因子となることが

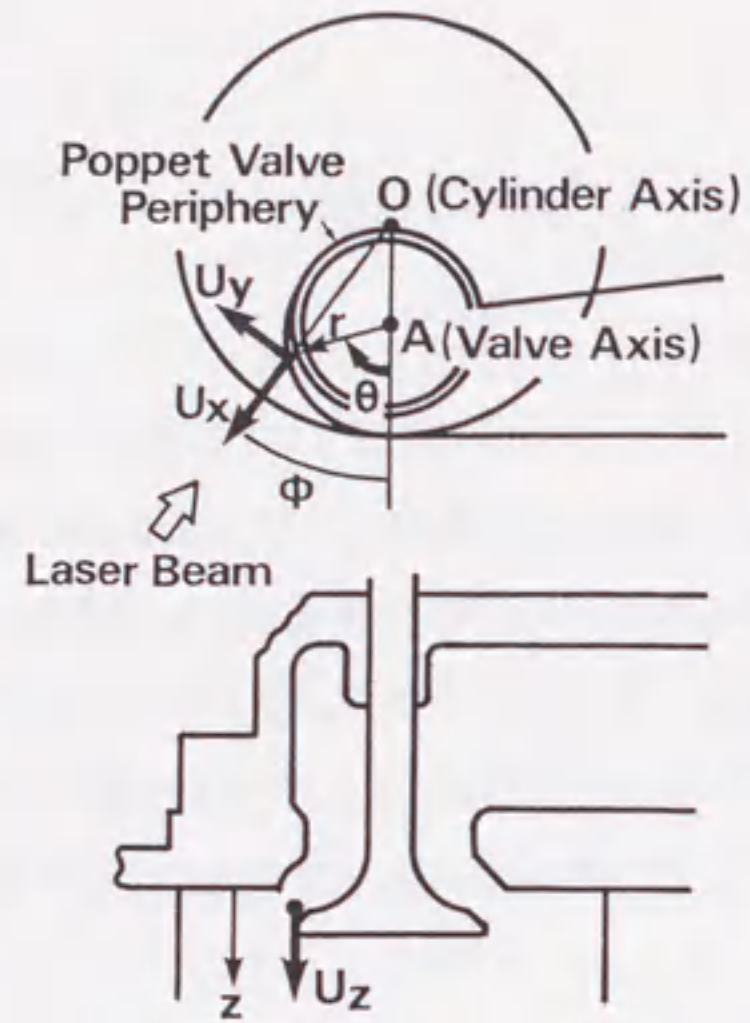


Fig.3-28 Coordinate system.

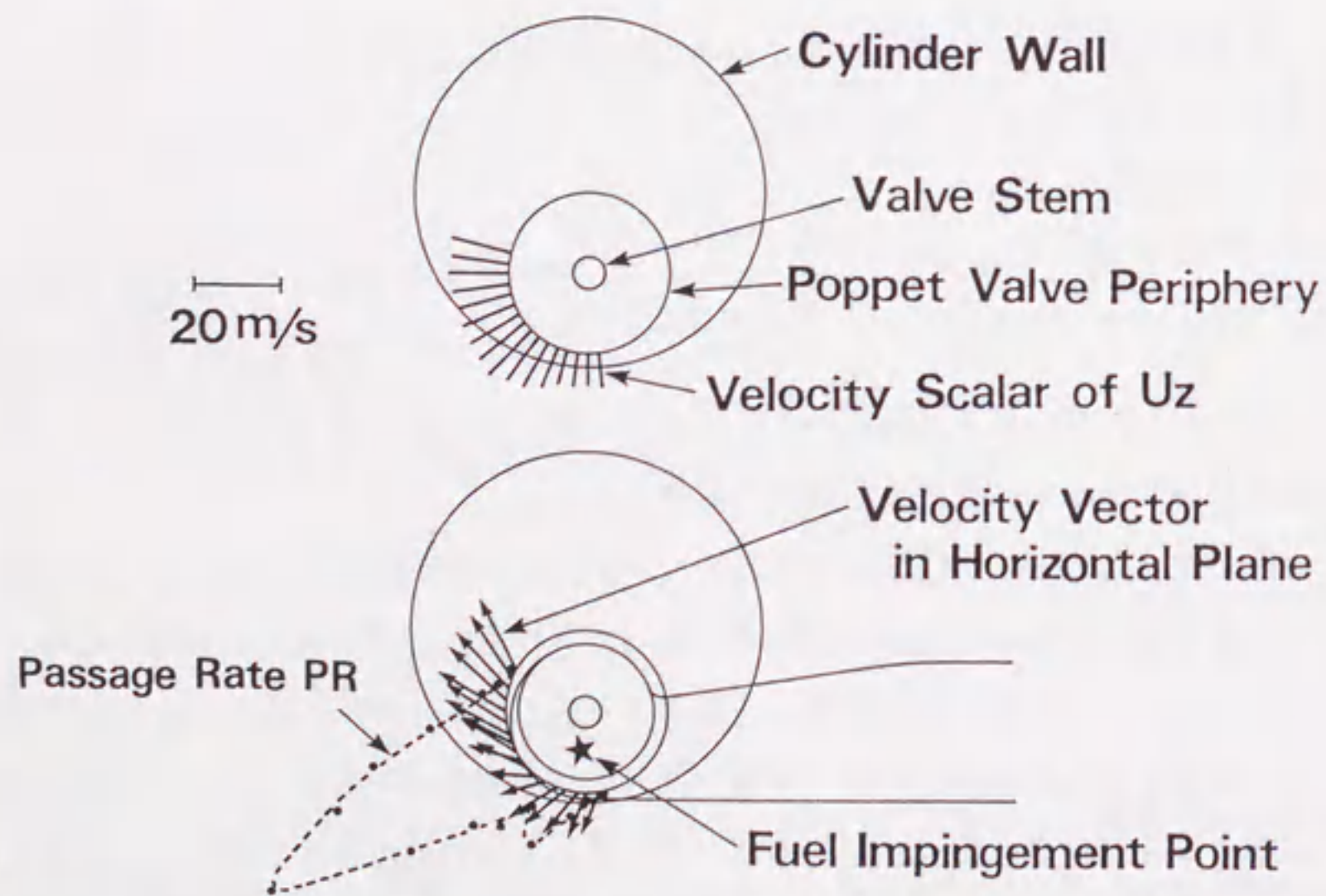


Fig.3-29 Mean velocity vectors and spatially passage rate of gasoline droplets PR; fuel was injected to the intake valve tulip.

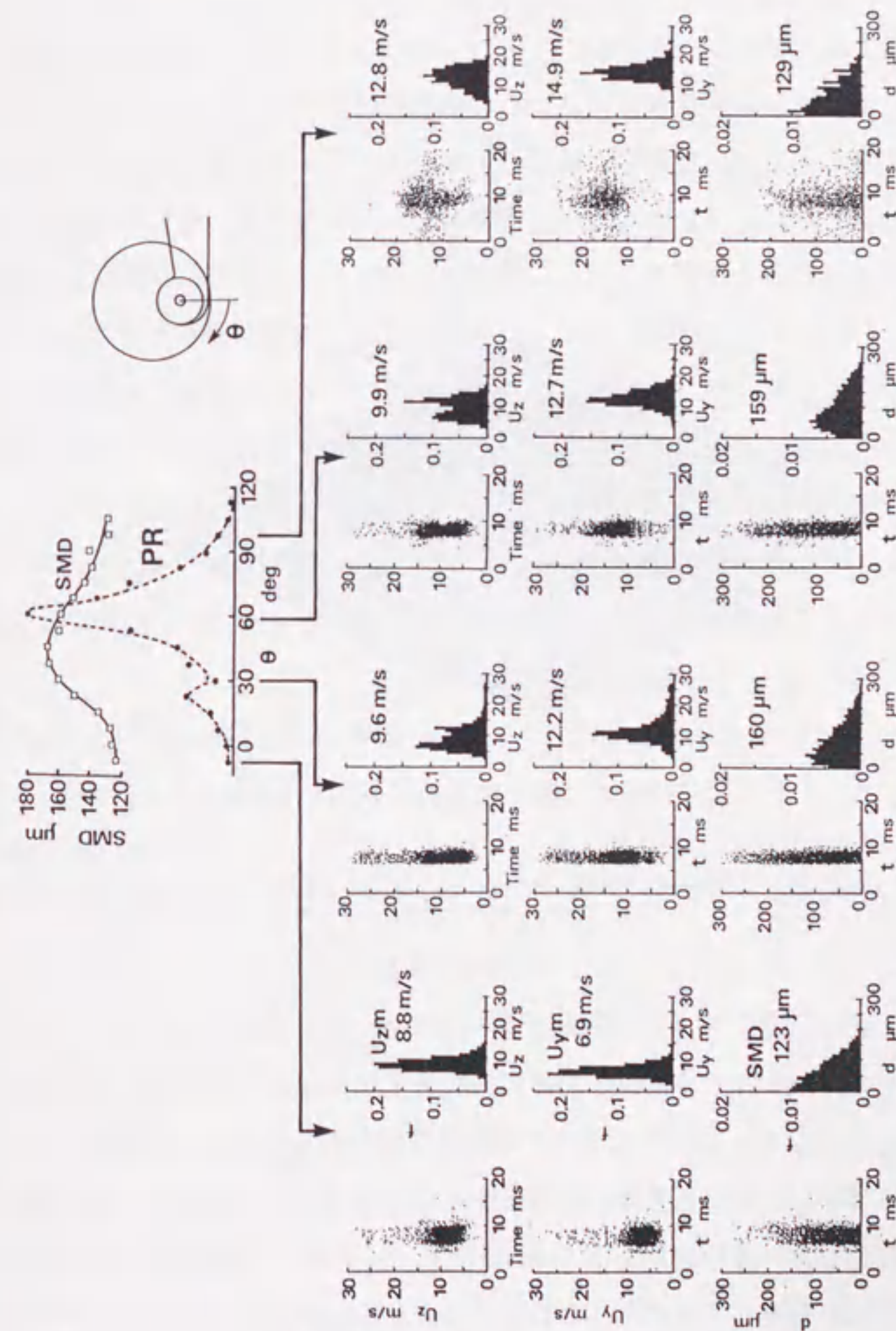


Fig.3-30 Variation of Sauter mean diameter SMD, and droplet velocities ( $U_z$ ,  $U_y$ ) and droplet diameter  $d$  at representative points.



改めて確認できた。なお、 $\theta = 20^\circ$  近くにはわずかに噴霧の通過頻度の高い箇所があるが、これはバルブ傘部曲面のポート導入路側 ( $\theta$  の負の側) に衝突した噴霧に因るものである。

図 3-29 から見られるガソリン噴霧の速度分布の全体的な傾向は、吸気バルブの周りに旋回速度成分を持つように流入している。 $\theta = 60^\circ$  付近の噴霧の通過頻度の高いところで速度ベクトルの向きが乱れている。これは燃料の多くがバルブ傘部のアスタリスクの位置に衝突し、前方に飛散した噴霧粒子とバルブに衝突後浮遊した粒子で、まだ十分に気流に乗る前にいろいろな方向に飛び出したためである。全ての噴霧が完全に気流に乗って流されると仮定すると、このような速度ベクトルの乱れはないと考えられる。なお、 $\theta = 0^\circ \sim 20^\circ$  の位置では、他の箇所と比べて速度がかなり小さくなっている。これは、バルブ傘部で、 $\theta$  の負の側に衝突して後方 ( $\theta$  の負の側) に浮遊し、その後気流に流された噴霧に因るもので、まだ十分に気流に追従していないためにこのような小さな速度になっている。図 3-29 によると、水平面内の速度は  $11 \sim 18 \text{ m/s}$ 、 $z$  軸方向の速度は  $7 \sim 13 \text{ m/s}$  の間で変化している。従って、噴霧のシリンダ内への流入角度は、シリンダヘッドの燃焼室側の平面 (ここでは水平面と一致) からの角度  $\phi$  で表すと、 $\phi = 33^\circ \sim 45^\circ$  となり水平方向にやや傾いている。

粒径分布は、図 3-30 の上図によると  $\theta = 45^\circ$  付近で SMD は最大となり、約  $170 \mu\text{m}$  の大きさになる。そして噴霧側端部に行くにつれて SMD は小さくなり、 $\theta = -7.5^\circ$  では  $123 \mu\text{m}$  となり最大 SMD から約  $50 \mu\text{m}$  も減少している。これについて図 3-30 の噴霧側端部の噴霧粒径分布を見ると、 $200 \mu\text{m}$  以上の大径粒子がほとんど観測されていないことと対応している。全体的には、噴霧の通過頻度が高いところで SMD 値も高くなっている。また、図 3-30 の噴霧粒径分布によると、どの測定位置においても小径噴霧の頻度が高く、ある大きさの粒子が選択的に多くなるという傾向は見られない。

次に、時間間隔を  $1 \text{ ms}$  毎に区切り、その間の各測定位置における噴霧のアンサンブル平均粒径を算出し、これと噴霧の通過頻度 (PR) を基に噴霧燃料の時間・空間的な体積流量を計算した。その結果を図 3-31 に示す。図 3-31 の時間軸方向の中間に位置する走査線は線形補間して求めた。これによると、燃料の大半が  $\theta = 60^\circ$ 、 $t = 7.5 \text{ ms}$  付近に集中している。計算によると、 $\theta = 45^\circ \sim 75^\circ$  の範囲からは、全体の約 73% に相当する多量の噴霧が流入している。

図 3-30 および 31 から噴霧は燃料噴射後、約  $6.3 \text{ ms}$  でバルブ環状通路からシリンダ

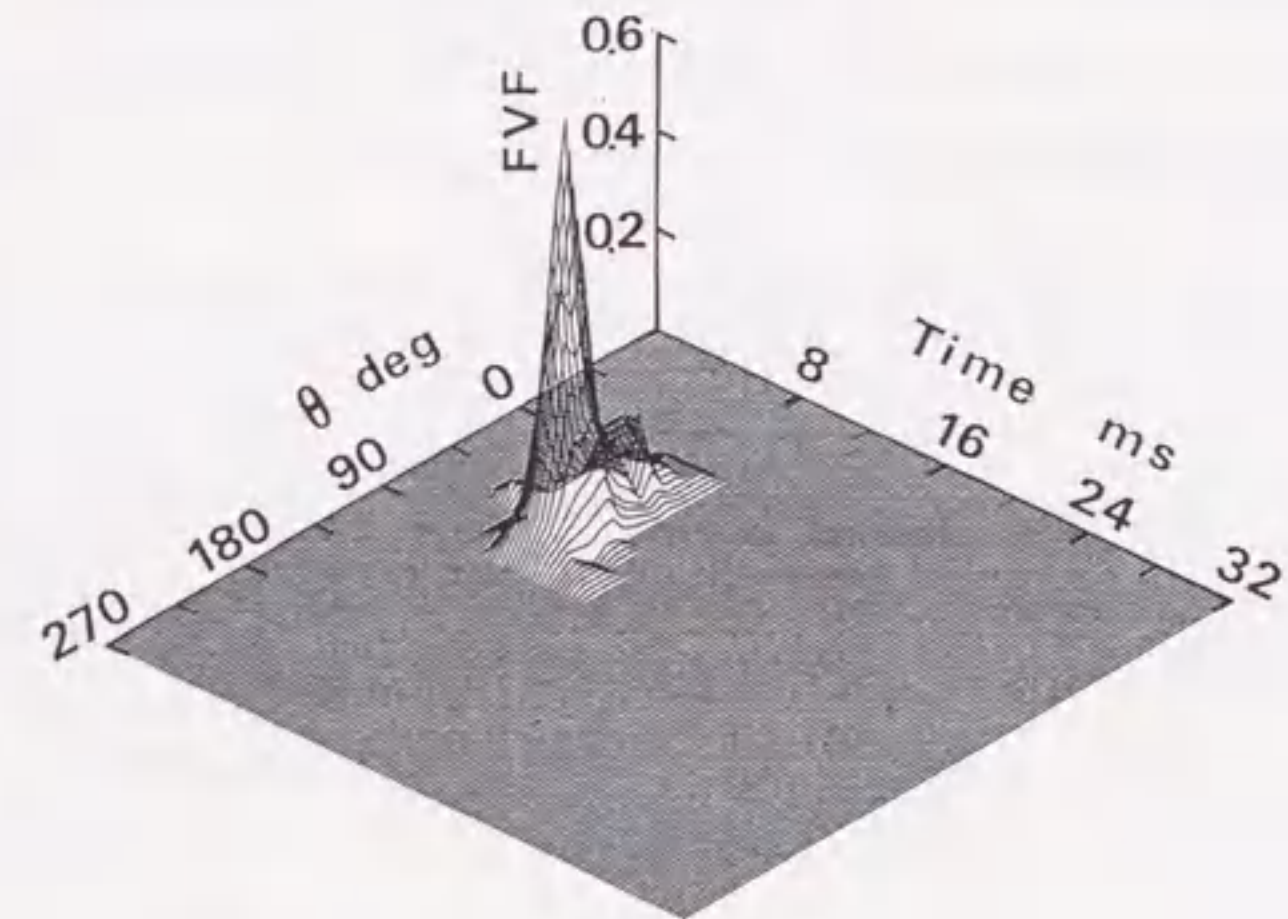


Fig.3-31 Temporal and Spatial fuel volume frequency FVF of the EFI droplets.

内に流入し始め、約 10.4ms で流入が終了している。これは EFI 弁の設定開弁期間 4ms とほぼ一致しており、噴射された燃料がそれぞれほぼ同じ時間遅れ、したがって、噴霧が EFI 弁の位置から吸気バルブに到達するまでに要する時間遅れをもってシリンダ内へ流入している。なお、噴霧側端部ではこの流入期間が少し長くなっている。

### 3.4 第3章のまとめ

第2章で開発した噴霧の粒径・速度同時測定システムを更に改良し、これまで明らかにされていなかった EFI 弁のガソリン噴霧構造を調べた。また、本システムをエンジンの吸気バルブ環状通路からシリンダ内に流入するガソリン噴霧に適用し、混合気形成過程に大きな影響を及ぼすこの位置での噴霧挙動を研究した。なお、後者の実験はエンジン回転速度が 1200rpm、中負荷、空燃比 25、燃料噴射時期が吸入上死点後 60° ~ 90° クランク角のエンジン吸気流を模擬した定常流実験である。本章をまとめると以下のようなになる。

- (1) 噴霧の時間情報が得られるように、発振器とカウンタを利用した時間計測回路を製作し、LDV の噴霧粒径・速度同時測定システムに追加して機能向上を図った。
- (2) ガソリンによる噴霧粒径を決定するために必要な粒径検定試験において、シリコンオイルによる液浸法が可能なジエチレングリコール・モノエチルエーテルを発見した。

上記 (1), (2) の測定装置、測定法の改善により、EFI 弁の噴霧に関し以下のような新知見が得られた。

- (3) EFI 弁の噴霧主流の速度について、その挙動は次のようである。EFI 弁の開弁直後はある程度高速の噴霧粒子が観測される。しかし、そのすぐ後に続く噴霧は速度が減少する。そして再び噴霧速度は増加し、最大速度に達した後時間の経過と

ともに減少していく。これは以下のような理由による。EFI 弁が開く直前まで燃料には所定の圧力が掛かっている。EFI 弁の開弁直後の噴霧はその高圧力で大気中に噴出していく。しかし、燃料の噴出（開弁）ですぐに燃料噴射弁の燃料圧力が低下し（膨張波が生じ、これは上流へ伝播する）、その後の噴霧速度は減少する。その後、膨張波が燃料ポンプのところに達しポンプの働きで燃料圧力が回復し、今度は圧力波となって燃料噴射弁に戻ってくる。このため再び噴霧の速度は高くなる。EFI 弁が閉弁してしまうと、その後は噴霧に誘起された空気流に微小噴霧がエントレインされ、その速度を減じながら測定点を通過する。

- (4) EFI 弁の噴霧主流の粒径は、最初は大径の噴霧が多く混在するが、時間の経過とともに小径化していく。噴射弁近くの噴霧速度と粒径の相関は見られない。これは小径噴霧のものでも速度の大きなものがあるためで、大きな粒子に限ればその速度は概して大きい。しかし、EFI 弁からかなり下流になると噴霧速度と粒径には相関が存在する。これは小径粒子の噴霧が早く減速するためである。
- (5) EFI 噴霧側端の噴霧速度と粒径は、噴霧速度、粒径ともに主流のものとは比べると噴霧端にいく程、減少している。また、主流から離れるにつれ噴霧速度と粒径には相関が生じる。
- (6) 噴霧は吸気バルブ周りの限られた領域からシリンダ内へ流入し、その多くは飛翔方向前方のシリンダ壁に衝突し付着する。実エンジンではこの衝突部分を中心に壁からの熱伝達によって噴霧の蒸発が促進され、ガス化して筒内混合気が形成されていく。燃料が吸気バルブへ衝突する位置が変わると、この様子も変化し混合気分布は本結果とは全く別のものになることが容易に予想され、これまであまり注意が払われなかった燃料の噴射位置が重要な因子となることが確認できた。
- (7) 吸気バルブ周りの噴霧流入位置により、サウター平均粒径 SMD は 120 ~ 170 $\mu$ m の幅を持つ。凡そ、噴霧中央部の噴霧の通過頻度の高いところで粒径が大きく、噴霧側端部で小さくなっている。
- (8) 吸気バルブ通路の噴霧速度について、噴霧の通過頻度の高いところで速度ベクトルの向きが乱れるが、これは噴霧のバルブへの衝突が原因である。本実験の場合、噴霧のシリンダ内への流入角度はシリンダヘッド下面からの角度で 33° ~ 45° と

やや水平方向に傾いて流入している。

- (9) 燃料を吸気バルブ傘部に向けて噴射した場合、その流入期間はEFI弁の設定開弁期間とほぼ一致している。
- (10) 噴霧燃料の時間・空間的な体積流量を求めたところ、燃料の大半は空間的にはバルブ衝突位置の前方で、時間的には燃料噴射開始後7.5ms付近に集中している。この近辺だけで全体の約73%の噴霧が流入し、時間・空間的にかなり偏在してシリンダ内に流入している。
- (11) 数値計算によるガソリンエンジンの混合気形成過程の解析のために有益な情報（噴霧の吸気バルブ環状通路における流入境界条件）を得ることができた。

## 第4章 シリンダ内に流入するガソリン噴霧への 吸気スワールの影響

### 4.1 まえがき

省エネルギー、低エミッションを指向したガソリンエンジンの一つに希薄燃焼エンジン（リーンバーンエンジン）がある。これは理論空燃比よりも希薄な混合気による燃焼を行うもので、必要以上の燃料の消費を避けるとともに、作動ガスの比熱比（ $C_p/C_v$ 、 $C_p$ と $C_v$ はそれぞれ定圧比熱、定容比熱）を上げてサイクル論的に空気標準サイクルに近づけ、熱効率を向上して低燃費化を図ろうとするものである。さらに、希薄混合気による燃焼のため、燃焼温度が低下し窒素酸化物（NO<sub>x</sub>）の低減が期待される。

この種のエンジンは希薄混合気を用いるために燃焼速度が遅く、高速のエンジン回転域まで対応するには燃焼期間の短縮化が必要となる。そのため、リーンバーンエンジンでは点火栓（スパークプラグ）を一気筒あたり複数個装着した多点点火方式や（例えば[98]）、シリンダ内の気流の乱れを強化して燃焼期間の短縮化を図った方式（例えば[99]）などが提案されている。前者の場合、点火栓の複数化に伴うコストの増加、さらにその設置場所を確保する必要性から、エンジンシリンダヘッドの設計自由度の低下といった欠点がある。一方、後者の場合は吸気流が研究の対象となり、乱れ強化のために新たなデバイスを付加するといったことがない限り、多点点火方式のような欠点はない。

吸気ポートの形状が吸気流に大きな影響を及ぼすことを利用して、いろいろな形状をした吸気ポートを搭載したエンジンが開発されている。また一方では、吸気行程中にポートから流入した空気が持つ乱れ強度は、燃焼が始まる圧縮行程末期まで持続することはない[100]。このため、着火時期における乱れ強度の確保は、もっぱら圧縮行