

<論 文>

陰影寫眞의 畫像解析에 의한 디이젤 噴霧의 研究

張 英 俊* · 神 本 武 征**

(1987年 10月 16日 接受)

A Study on the Diesel Spray by Means of Image Analysis of Shadow Photographs

Young June Chang and Takeyuki Kamimoto

Key Words : Diesel Spray(디이젤 噴霧), Incident Light Extinction Method(入射光減衰法), Image Analysis(畫像解析), High Speed Shadow Photographs(高速度陰影寫眞), Rapid Compression Machine(急速壓縮裝置), Sauter Mean Diameter(Sauter 平均粒子直徑), Fuel Concentration(燃料濃度)

Abstract

A new measuring method is proposed, which measures the atomization characteristics of a non-evaporating, axi-symmetric diesel spray by means of an image analysis of high speed shadow photographs. The instantaneous sauter mean diameter and the fuel concentration in the spray are calculated of the spsray axis and in the radial direction and the data of the fuel injection rate, using an onion peeling model. Some examples of application of this method to eight different diesel sprays are demonstrated, and the results are compared to predicted results by the conventional immersion method and a quasi-steady one dimensional spray model.

기 호 설 명

a_f : 液滴表面密度, m^2/m^3	E_0 : 入射光의 強盜, $J/(m^2 \cdot s)$
b : 噴霧의 幅, m	J_0 : 0次 베셀函數
c : 流量係數	J_1 : 1次 베셀函數
C : 液滴投影面積, m^2	l : 光學距離, m
c_f : 燃料濃度, g/m^3 , kg/m^3	M : 質量, kg
D : 液滴直徑, m	m : 屈折率
D_{32} : Sauter平均液滴直徑, m	$N(D)$: 液滴數密度函數, m^{-4}
d_n : 노즐直徑, m	n : 液滴數密度, m^{-3}
\mathcal{D} : 필름濃度	Q_{abs} : 吸收係數
E : 透過光의 強盜, $J/(m^2 \cdot s)$	Q_{ext} : 減衰係數
	Q_{sca} : 散亂係數
	R : 光學係數
	r : 半徑方向距離, m

*正會員, 釜山大學校 工科大學 精密機械工學科

**東京工業大學 工學部 機械工學科

- t : 時間, sec
- X : 噴霧軸方向의 距離, m
- Y : X 軸에 垂直인 方向의 距離, m
- a : 粒子定數
- γ : 필름定數
- λ : 波長, m
- θ : 檢出半角, degree
- ψ : 噴霧半角, degree
- ρ : 密度, kg/m^3

添 字

- f : 燃料
- a : 空氣
- : 斷面內의 平均
- ' : 光路平均

1. 序 論

非正常噴霧인 디젤噴霧의 特性은 噴霧先端到達距離, 噴霧角, 噴霧粒徑및 燃料濃度分布등에 의해 評價될 수 있다. 이 가운데 巨視的 特性인 噴霧先端到達距離와 噴霧角에 대해서는 從來부터 高速度寫眞등에 의하여 상세하게 보고되어 있다. 한편, 微視的 特性인

粒子直徑은 液浸法⁽¹⁾이나 Fraunhofer의 回折法^(2,3)등에 의해 測定되고 있으며, 粒子直徑, 粒子速度, 粒子數密度는 Mie 散亂·레이저 도플러法등⁽⁴⁾에 의해 測定되고 있다. 그러나 液浸法 이외의 이들 光學的 測定法에서는 粒子數密度가 높은 噴霧의 根源 部分의 測定은 不可能하고 또 測定이 局所的인 것등의 결점이 있다.

따라서 本 論文에서는 非蒸發 디젤 噴霧의 高速度陰影寫眞을 畫像解析함으로써, 噴霧先端到達距離와 噴霧角 이외에 어떤 瞬間의 噴霧束 全體 液滴群의 平均粒子徑(sauter mean diameter)*과 噴霧內燃料濃度分布를 同時에 測定할 수 있는 새로운 測定法을 提示한다.

이 方法은 粒子數密度가 높은 噴霧도 대상으로 하기 때문에, 平行光이 粒子群에 入射되면 透過光의 強盜가 감쇠하는 原理를 기초로 한 入射光減衰法을 利用하고 있다. 또 軸對稱噴霧를 대상으로 하

며, 陰影寫眞畫像의 噴霧 重心軸 및 그 軸에 대하여 直角方向으로 투영된 畫像濃度의 測定值에 양과 겹질모델을 적용하고 또 噴霧의 폭과 噴射率의 測定值를 代入하는 계산순서에 의해, 어떤 瞬間에 있어서의 噴霧內 全粒子의 平均直徑과 噴霧 重心軸 方向의 燃料濃度分布를 구하는 것이다.

本 論文에서는, 먼저 入射光減衰法의 原理를 기초로 하여 粒子群의 陰影의 意味및 本 測定法의 原理를 說明하고, 이어서 노즐直徑, 噴射壓을 달리하는 8種類의 噴霧에 대하여 本 測定法의 應用 例를 보인뒤, 測定值를 從來의 準定勞 理論值등과 比較, 檢討한다.

2. 測定原理

2.1 入射光減衰法

(1) 單一粒子에 의한 光의 吸收, 散亂, 減衰

Fig. 1과 같이, 單一粒子에 平行光線이 入射한 경우, 粒子 背後의 무한인 먼곳에서 平行光線의 性分만을 관찰하면 粒子는 平面의 陰影(shadow)으로 나타난다. 平行入射光의 強盜를 E_0 , 觀測面積을 A , 粒子 1個當의 減衰斷面積, 散亂斷面積, 吸收斷面積을 各各 C_{ext} , C_{sca} , C_{abs} 라고 하면 다음의 관계가 성립한다.

가. 粒子後方의 光에너지 : $E = E_0(A - C_{ext})$

나. 粒子로 부터 散亂되는 光의 全에너지 : $E_0 C_{sca}$

다. 粒子가 吸收한 에너지 : $E_0 C_{abs}$

以上으로 부터 透過 前後의 光에너지는 光에너지 保存의 法則에 의해

$$E_0 A = E_0 C_{abs} + E_0 C_{sca} + E_0 (A - C_{ext})$$

로 되고, 여기에서 다음식을 유도할 수 있다.

$$C_{ext} = C_{abs} + C_{sca} \tag{1}$$

즉, 粒子의 遠方에서 관찰되는 平行成分의 減衰는 粒子에 의한 吸收와 散亂에 의한다.

또 粒子直徑을 D 라고 할 때 粒子 1個當의 光學斷面積 C 를

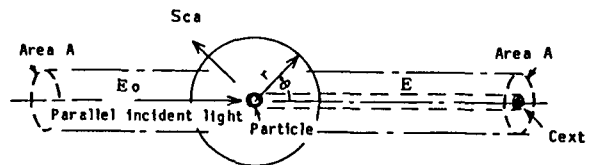


Fig. 1 Incident light extinction by one particle

* Sauter mean diameter(S.M.D) : Diameter of the sphere having the same surface-volume ratio as that the whole spray

$$C = Q \frac{\pi}{4} D^2$$

과 같이 정의하면 다음의 관계식이 얻어진다.

$$Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{sca} \quad (2)$$

Q_{ext} , Q_{abs} , Q_{sca} 는 各各 減衰係數, 吸收係數, 散亂係數로서 光學斷面積 C 가 粒子 1個當의 投影斷面積의 몇 倍인가를 나타내는 係數이다.

(2) 粒子群에 의한 入射光의 減衰 Fig. 2와 같이 粒子數密度가 n 인 粒子群層을 強盜 E_0 인 平行光이 거리 dl 을 通過할 때 入射光의 減衰 dE 는 Lambert-Beer의 法則에 의해 다음과 같이 表示된다⁽⁵⁾.

$$\frac{dE}{E} = -C_{ext} n dl \quad (3)$$

이것을 積分하면 透過率 τ 는 다음과 같다.

$$\tau = \frac{E}{E_0} = \exp(-C_{ext} n l) \quad (4)$$

여기에서 l 는 粒子群의 두께이다. 以上の 關係는 粒子數密度가 크지않고, 多重散亂의 影響을 무시할 수 있는 경우 粒子의 構成物質이나 크기에 關係없이 성립한다.

(3) 畫像濃도와 投過光과의 關係

光學測定에 있어서 필름을 利用할 경우, 필름의 畫像濃度 \mathcal{D} 와 露光量 E_x 와의 關係는 Fig. 3과 같다. 여기에서 直線範圍가 露光比例範圍(latitude)이며, 또 이 기울기가 필름定數 γ 이다. 露光量이 露光比例範圍 즉 適正露出範圍內에 있으면 透過光 強盜 E 와 필름의 畫像濃度 \mathcal{D} 와의 사이에는 다음과 같은 關係가 있다.

$$\mathcal{D} = \gamma \log E + \text{const} \quad (5)$$

式(4)와 式(5)에서

$$2.30 \frac{\mathcal{D}_0 - \mathcal{D}}{\gamma} = Q_{ext} \frac{\pi}{4} D^2 n l \quad (6)$$

여기에서 \mathcal{D}_0 는 背景 즉 入射光強盜 E_0 에 대응하는 畫像濃度, \mathcal{D} 는 粒子群을 通過한 光의 強盜 E 에 대응하는 畫像濃度이다.

2.2 陰影寫眞의 畫像解析

(1) 陰影寫眞과 入射光減衰法

粒子群을 통과하는 光路가 짧고 多重散亂이 無視될 때, 光路中에 존재하는 粒子群의 全表面積 a_f 와 畫像濃도와 關係는 다음과 같이 表示된다.

$$a_f = \frac{\pi}{4} \int_0^{D_\infty} N(D) D^2 dD \quad (7)$$

일반적으로 噴霧液滴群은 直徑이 다른 여러가지

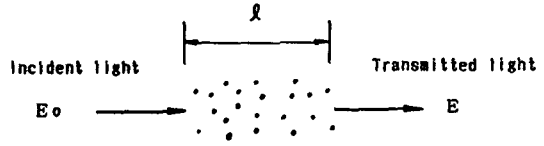


Fig. 2 Incident light extinction by cloud of particles

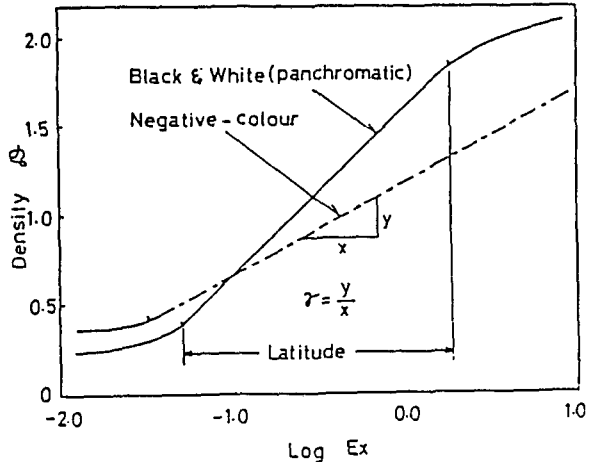


Fig. 3 Exposure and film image density

液滴으로 構成되어 있으므로 式(6)을 一般化하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{4} \int_0^l \int_0^{D_\infty} R(\alpha\theta) Q_{ext}(\alpha) N(D) D^2 dD dl \\ = 2.30 \frac{\mathcal{D}_0 - \mathcal{D}}{\gamma} \end{aligned} \quad (8)$$

단, $N(D) dD$ 는 單位體積中에 존재하는 粒徑이 $D \sim D + dD$ 의 범위내에 있는 粒子數, Q_{ext} 는 감쇠계수, $R(\alpha\theta)$ 는 光學數字이고, $\alpha = \pi D / \lambda$ 로 나타낼 수 있다. 이 때 θ , λ 는 각각 檢出半角, 波長이다.

(2) 平均粒徑과 燃料濃度

軸對稱噴霧에 있어서 노즐로부터 軸方向으로 x 만큼 떨어진 噴霧重心軸에 垂直인 斷面內에 있는 粒子群의 平均粒徑 $D_{32}x$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$D_{32}x = \frac{\int_0^{b/2} \int_0^{D_\infty} N(D) D^3 dD dr}{\int_0^{b/2} \int_0^{D_\infty} N(D) D^2 dD dr} \quad (9)$$

또 이 斷面의 平均燃料濃度 \bar{c}_f 와 平均面積密度 \bar{a}_f 는 各各 다음과 같다.

$$\bar{c}_f = \frac{4}{3} \pi \rho_f \frac{1}{b^2} \int_0^{b/2} \int_0^{D_\infty} N(D) D^3 dD dr \quad (10)$$

$$\bar{a}_f = \frac{2\pi}{b^2} \int_0^{b/2} \int_0^{D_\infty} N(D) D^2 dD dr \quad (11)$$

따라서

$$\bar{c}_f = \frac{2}{3} \rho_f D_{32} x \bar{a}_f \quad (12)$$

로 된다.

한편, 어떤 時刻 t 에 있어서 噴霧內의 總燃料量은 그 時刻까지의 噴射量 M_f 와 같기 때문에 다음의 관계가 成立한다.

$$M_f = \int_0^{x_{tip}} \bar{c}_f \frac{\pi}{4} b^2 dx \quad (13)$$

단 x_{tip} 은 噴霧先端의 x 座標이다. 그런데 清水등⁽⁶⁾의 측정에 의하면 디젤噴霧의 平均粒子徑은 x 軸에 대하여 特定한 傾向을 갖지 않는다. 따라서 $D_{32}x$ 를 近似的으로 x 軸에 대하여 일정하다고 假定하면 噴霧全體의 平均粒子徑 D_{32} 는 다음과 같이 된다.

$$D_{32} = M_f / \left(\frac{\pi}{6} \rho_f \int_0^{x_{tip}} \bar{a}_f b^2 dx \right) \quad (14)$$

噴霧重心軸 方向에 따른 畫像濃度는 式(8)에서 $l=b$ 인 경우에 해당하기 때문에, 이것을 噴霧幅 b 로 나눈 값이 光路中의 平均粒子面積密度 \bar{a}_f' 를 나타내는 것이 된다.

$$\begin{aligned} \bar{a}_f' &= \frac{\pi}{4b} \int_{-b/2}^{b/2} \int_0^{D_{\infty}} N(D) D^2 dD dr \\ &= \frac{1}{b} \cdot \frac{2.30}{RQ_{ext}} \cdot \frac{\mathcal{Q}_0 - \mathcal{Q}}{\gamma} \end{aligned} \quad (15)$$

단,

$$RQ_{ext} = \frac{\int_0^{D_{\infty}} R(\alpha\theta) Q_{ext}(\alpha) N(D) D^2 dD}{\int_0^{D_{\infty}} N(D) D^2 dD} \quad (16)$$

D_{32} 의 계산에 필요한 \bar{a}_f 는 \bar{a}_f' 와 다음과 같은 관계가 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\bar{a}_f}{\bar{a}_f'} &= \\ \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{b} \right)^2 \cdot \frac{\pi}{4} \int_0^{b/2} \int_0^{D_{\infty}} N(D) D^2 dD 2\pi r dr \\ \frac{2}{b} \cdot \frac{\pi}{4} \int_0^{b/2} \int_0^{D_{\infty}} N(D) D^2 dD dr \end{aligned} \quad (17)$$

또 無次元半徑 ξ 와 無次元 畫像濃度 η 를 다음과 같이 정의하면 式(17)은 式(18)과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \xi &= r/0.5b \\ \eta &= \frac{\left(\int_0^{D_{\infty}} N(D) D^2 dD \right)_r}{\left(\int_0^{D_{\infty}} N(D) D^2 dD \right)_{r=0}} \\ \frac{\bar{a}_f}{\bar{a}_f'} &= 2 \frac{\int_0^1 \eta \xi d\xi}{\int_0^1 \eta d\xi} = K \end{aligned} \quad (18)$$

η 와 ξ 의 관계, 즉 $\frac{\pi}{4} \int_0^{D_{\infty}} N(D) D^2 dD$ 의 r 方向의 分布形狀은 畫像濃度の y 方向 分布에 양과껍질 모델(onion peeling model)을 적용하면 구할 수 있기 때문에 이것으로부터 K 는 정해진다.

以上과 같이, 어떤 時刻 t 에 있어서 噴霧內 全粒子의 平均粒子徑 D_{32} 는 M_f , b 의 x 方向으로의 分布 및 K 라는 전부 측정이 가능한 값을 이용하여 다음 式에 의하여 計算된다.

$$D_{32} = \frac{6}{\pi} \cdot \frac{1}{\rho_f K} \cdot \frac{M_f}{\int_0^{x_{tip}} \bar{a}_f' b^2 dx} \quad (19)$$

式(19)를 式(12)에 代入하면 다음 式이 얻어진다.

$$\bar{c}_f = \frac{4}{\pi} M_f \cdot \frac{\bar{a}_f'}{\int_0^{x_{tip}} \bar{a}_f' b^2 dx} \quad (20)$$

즉, \bar{c}_f 는 M_f , \bar{a}_f' , b 만의 函數이다. 以上 說明한 本 方法의 測定, 解析順序를 整理하면 Fig. 4와 같다.

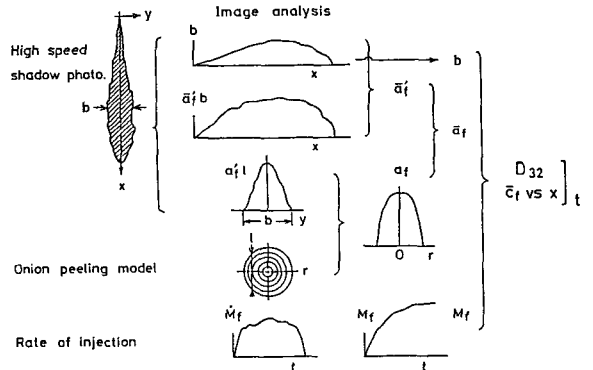


Fig. 4 Calculating procedure for D_{32} and \bar{C}_f by image analysis of shadow photographs

3. 實驗裝置 및 實驗條件

Fig. 5에 急速壓縮裝置⁽⁷⁾와 陰影寫眞의 光學系를 나타내었다. 이 急速壓縮裝置의 燃燒室은 直徑이 196mm, 폭 40mm이다. 壓縮피스톤은 高壓窒素(70氣壓)에 의하여 驅動되며 油壓에 의하여 그 運動이 制御된다. 피스톤은 光學的 測定用的 光이 통과할 수 있도록 中空으로 되어 있다. 超高壓水銀燈인 光源으로부터 나온 光은 첫번째 오목거울에 의해 平行光으로 되어, 燃燒室을 통과한 후, 2번째 오목거울에 의하여 集光된다. 燃料噴射는 펌프식 單發噴射裝置를 사용하였다. 이 噴射裝置에서는 펌프의

랙을 無噴射位置에 두고서, 噴射할 때 에어실린더에 의하여 랙을 소정의 위치까지 1회만 움직이는 單發方式를 채용하고 있다.

本 實驗은 非蒸發噴霧를 대상으로 하고 있기 때문에, 急速壓縮裝置의 피스톤을 천천히 움직여서 壓縮된 질소가 거의 室溫이 될 때를 기다려 燃料를 噴射하였다. 自動車用 디젤기관的 燃料로서는 輕油가 흔히 사용되고 있으나, 현재 판매되고 있는 輕油는 그 組成이 일정하지 않기 때문에 輕油와 가까운 組成을 갖고 또 化學的, 物理的 特性을 알 수 있는 순수한 n-tridecane(C₁₃H₂₈)을 燃料로서 사용하였다. 噴射時의 질소의 密度는 17.3kg/m³이다. 高速度陰影寫眞의 촬영에 있어, 필름은 Kodak 7231을 사용하였으며, 셔터定數는 1/5, 8000 frames/s의 速度로 撮影했다. 필름定數의 檢定을 위하여 透過率을 달리하는 11段階의 灰色필터를 畫像과 함께 撮影했다.

畫像濃度의 測定에는 0.3mm의 空間分解能과 8 비트의 濃度分解能을 갖는 비디오濃度計를 사용했다. 本 實驗에서는 檢出半角이 約 1/4°가 되도록 카메라 조리개의 直徑을 24mm로 했다. 이 때 RQ_{ext}를 먼저 實驗적으로 조사하기 위해 Fig. 6과 같은 레이저빔 減衰法에 의해 測定을 행하여, 陰影寫眞에 있어서의 RQ_{ext}를 檢定하기로 하였다. 레이저빔 減衰法의 光學系에 있어서는 噴霧에서 受光面까지의 距離는 1200mm, 受光面 半徑은 2mm이기 때문에, 檢出半徑은 1/10°로 되고, 따라서 Q_{ext}는 2.0으로 보아도 좋다. 레이저에는 波長 0.6328μm, 出力 25mW, 빙徑 1.3mm(1/e²)의 He-Ne 레이저를 사용했다.

Table 1에 本 實驗의 噴射條件 A~H를 나타내었다. 또 Fig. 7은 噴射條件 A와 F인 경우의 高速度陰影寫眞의 例이다.

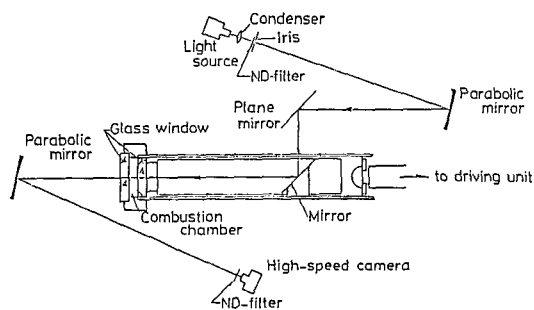


Fig. 5 Optical system of focusing shadow photographs

4. 測定結果 및 考察

4.1 Q_{ext}의 決定

레이저빔 減衰法에서 얻어진 測定值로부터 濁度 $\pi \frac{b}{4} \int_0^{D_{\infty}} Q_{ext}(\alpha) N(D) D^2 dD$ 를 計算하고 이것을 陰影寫眞의 畫像濃度에서 구한 $\pi \frac{b}{4} \int_0^{D_{\infty}} R(\alpha\theta) Q_{ext}(\alpha)$

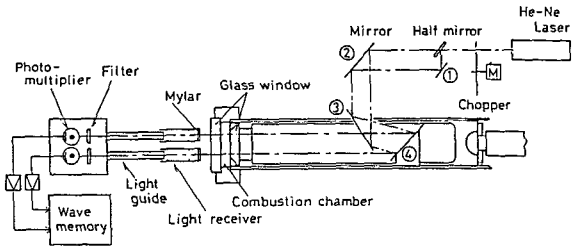


Fig. 6 Optical system of laser beam extinction method

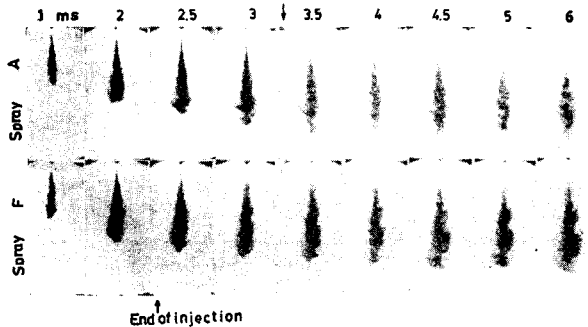


Fig. 7 High speed shadow photographs of spray A and F

Table 1 Conditions of injection

Ser.	Nozzle dia. mm	Injection duration ms	Fuel amount mg	Ave.rate of inj. g/s	Ave.inj. pressure Mpa
A	0.2	3.05	15.1	4.95	22.4
B	0.14	3.05	7.5	2.46	22.8
C	0.25	3.0	22.8	7.60	21.7
D	0.2	3.0	17.4	5.80	31.2
E	0.2	2.5	11.4	4.56	19.3
F	0.2	2.1	9.0	4.29	19.3
G	0.2	2.7	15.0	5.56	29.9
H	0.25	2.15	14.3	6.65	19.5

$N(D)D^2dD$ 에 대하여 圖示하면 Fig. 8과 같다.

Fig. 8에서 알 수 있는 바와 같이 濁도가 約 1.3 以下에서는 RQ_{ext} 는 1.692(=0.846×2.0)로 된다. 以下 이 값을 理論的으로 檢討해 보기로 한다.

식(16)에서 RQ_{ext} 를 計算할 때 粒徑分布 $N(D)$ 로는 圓筒노즐(hole nozzle)에 대한 다음의 式⁽⁸⁾을 이용하였다.

$$\frac{dn}{n} = 62.5 \left(\frac{D}{\bar{D}}\right)^2 \exp\left\{-5\left(\frac{D}{\bar{D}}\right)\right\} d\left(\frac{D}{\bar{D}}\right) \quad (21)$$

여기서 n 은 總粒子數, \bar{D} 는 平均粒子徑이다.

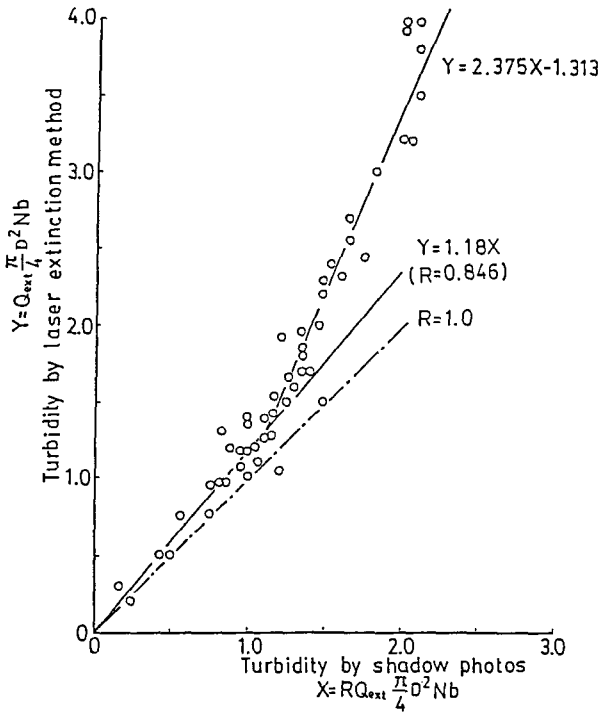
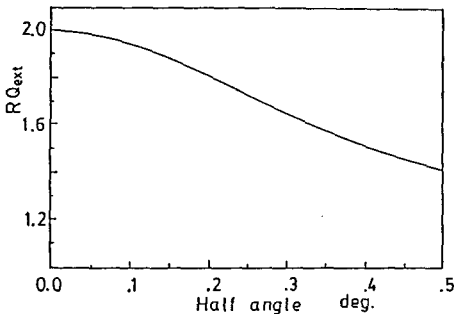


Fig. 8 Comparison of turbidity between laser beam extinction and shadow photographs



Q_{ext} 는 近似的으로 다음과 같이 된다⁽¹⁰⁾.

$$Q_{ext}(\alpha) = 2 - \frac{4}{\beta} \sin \beta + \frac{4}{\beta^2} (1 - \cos \beta) \quad (22)$$

단, $\beta = 2\alpha(m-1)$ 이며, m 는 사용한 燃料의 屈折率 1.413, 波長은 水銀燈의 피크파장 $0.366\mu\text{m}$ 로 했다.

$R(\alpha\theta)$ 는 回折만을 고려하여 다음 式⁽¹¹⁾으로 계산한다.

$$R(\alpha\theta) = \{1 + [J_0(\alpha\theta)]^2 + [J_1(\alpha\theta)]^2\} / 2 \quad (23)$$

여기서 J_0, J_1 는 各各 0次, 1次 베셀함수, θ 는 檢出 半角이다. 平均粒子徑 \bar{D} 를 $30\mu\text{m}$ 로 하여 RQ_{ext} 를 θ 에 대하여 計算한 結果가 Fig. 9이다. 陰影寫眞에 있어서 光學系의 檢出半角 θ 는 約 0.25이며, 이 角度에 對應하는 Q_{ext} 의 理論値는 1.7이 되어 Fig. 8의 實測値와 거의 일치한다.

레이저빔 減衰法에 의한 濁도가 1.3을 넘으면 橫軸에 대하여 圖示한 陰影寫眞法에 의한 값은 縱軸에 대하여 圖示한 레이저빔 減衰法에 의한 濁도가 증가함에 따라 一定值 2.0에 접근하게 된다. 이것은 陰影寫眞의 露出不足, 또는 露光比例範圍가 좁은 것등이 原因이라고 생각된다. 따라서 本 論文에서는 레이저빔 減衰法이 精確한 것으로 가정하여 Fig. 8과 같이 $Y = 2.375X - 1.313$ 의 補正關係式에 의하여 陰影寫眞의 濁도를 補正하였다.

4.2 a_r 의 r 方向 分布의 計算

噴霧의 a_r/l 의 Y 方向 分布를 軸對稱이라 가정하여 양과껍질모델(onion peeling model)을 적용하여 噴霧中心軸에 直角인 斷面內에 있어서 a_r 의 r 方向 分布를 計算하여 그 結果를 無次元化하여 圖示하면 Fig. 10처럼 된다. 이 無次元 分布曲線의 各 斷面

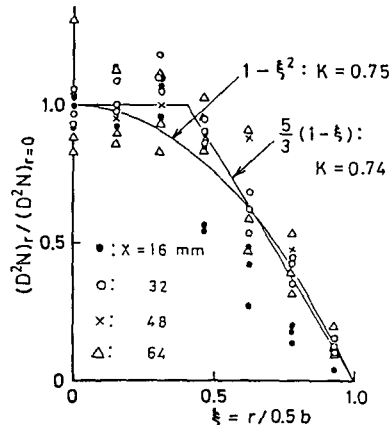


Fig. 10 Dimensionless radial distribution of a_r (spray B, $t=3\text{ms}$)

에 있어서 a_f 의 y 方向 分布를 $1-\xi^2$ 거 $5/3(1-\xi)$ 에 近似시켜서 式(18)에 의해 K 를 計算해 보면 各 各 0.75와 0.74로 된다. 여기서는 $K=0.75$ 로 決定하였다.

4.3 平均粒子直徑 D_{32}

M_f , K , $\bar{a}_f b$ 및 b 를 사용하여 各 噴霧의 D_{32} 를 式(19)에 의해 計算해 보면 Table 2와 같다. 여기서 t 는 噴射開始後부터의 時間이다. 各 噴霧의 $t=2$ ms에 있어서의 平均粒徑이 $t=3$ ms의 平均粒徑보다 큰 경향이 있다. 이것은 噴霧의 粒子濃度는 噴射開始後의 時間이 짧을수록 높으며, 이 濃度 즉 濁度가 높은 경우 畫像濃度는 飽和되어 있고, 이것을 直線으로 近似시킨 畫像으로부터 구한 濁度는 實際의 濁度보다 낮은 값이 되므로 그 결과 $t=2$ ms의 D_{32} 가 實際보다 크게 測定되었을 것이라고 생각된다. 또 噴射開始後의 時間이 짧은 때에는 분무전체영역中 노즐近傍의 微分裂領域이 차지하는 比率이 크기 때문에 誤差가 크게된다. 以上과 같은 것을 고려 하면 $t=3$ ms의 값이 信賴性이 높다고 생각된다. Table 2에 있어서 D_{32} 는 노즐直徑 또는 平均噴射率이 증가할수록 크게 되는등 廣安동의 實驗式⁽¹¹⁾에 의한 값과 定性的·定量的으로 잘 一致하고 있다.

Table 2 D_{32} for each spray

	$t=2$ ms	$t=3$ ms	Hiroyasu's eq.
A	32.6 μ m	27.6 μ m	32.8 μ m
B	20.3	18.0	29.7
D	40.8	30.8	34.6
D	31.1	27.3	32.0
E	21.1		32.3
F	23.3		31.3
G	20.8		31.5
H	30.8		33.3

4.4 噴霧中心軸方向의 燃料濃度分布

式(20)에 의해 \bar{c}_f 를 計算하고, 그 x 軸方向의 分布를 和票등의 準定常理論値와 比較한다. 和票등의 近似式⁽¹²⁾을 利用하면 \bar{c}_f 는

$$\bar{c}_f \approx \frac{\rho_a \sqrt{\sigma}}{2} \cdot \frac{\sqrt{c} d_n}{x \tan \phi} \quad (22)$$

로 表示된다. 여기서 ϕ 는 噴霧半角, c 는 流量係

數, d_n 는 노즐直徑, $\sigma = \rho_f / \rho_a$ 로 ρ_f 는 燃料의 密度, ρ_a 는 空氣의 密度이다.

Fig. 11, Fig. 12, Fig. 13, Fig. 14는 噴霧 A, B, E, F에 있어서의 \bar{c}_f 의 x 軸方向 分布를 나타낸 것이다. 그림 중의 直線은 式(22)에 의한 計算値이다. 이것을 보면 $x/d_n < 50$ 인 노즐近傍과 噴霧先端을 제외하고, 噴射期間中의 \bar{c}_f 는 式(22)에 의한 計算値와 잘 一致하고 있다. 이 結果로 부터 噴射中에 있는 디젤噴霧에 있어서 噴霧軸方向의 燃料濃度分布는 準定常運動理論에 의해 상당히 精度높게 豫測될 수 있다는 것이 實證되었다. 또 이제가

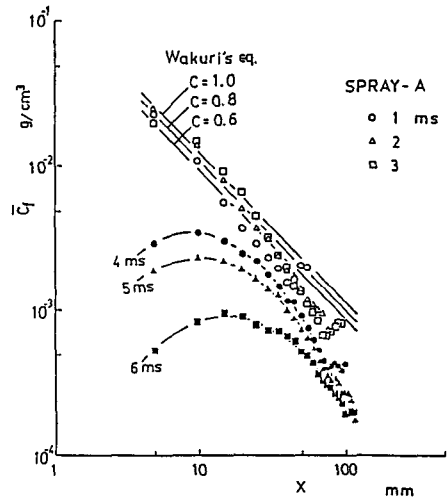


Fig. 11 Mean fuel concentration vs. X with time as a parameter (spray A)

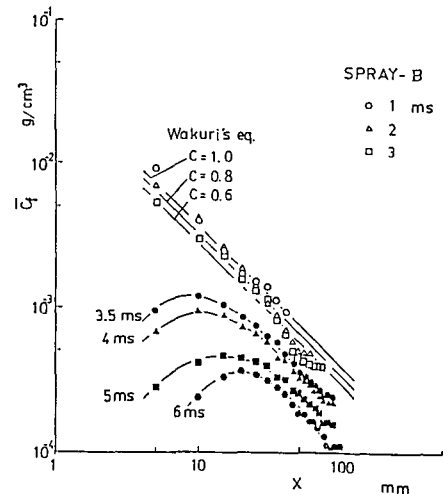


Fig. 12 Mean fuel concentration vs. X with time as a parameter (spray B)

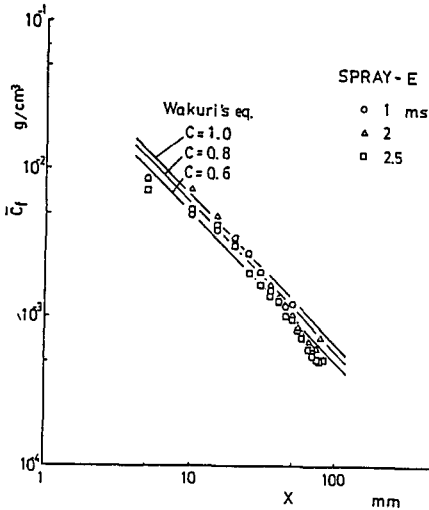


Fig. 13 Mean fuel concentration vs. X with time as a parameter (spray E)

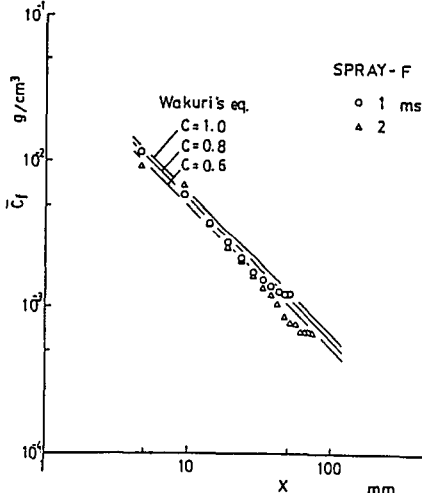


Fig. 14 Mean fuel concentration vs. X with time as a parameter (spray F)

지 不明하였던 噴射終了後의 \bar{c}_f 의 x 軸 方向分布가 噴霧 A, B의 경우에 圖示 되어있다. 즉 噴霧終了와 함께 燃料濃度는 노즐에 가까울수록 급격히 低下하고, 또 最大燃料濃度를 나타내는 x 軸의 座標位置는 噴射方向으로 천천히 移動한다. 디젤燃焼는 噴射終了後에도 持續되기 때문에, 이 자료는 噴射終了後에 있어서 燃料와 空氣의 混合經過를 이해하는데 도움이 될 것으로 사료된다.

5. 結 論

非蒸發 디젤噴霧의 高速度寫眞을 畫像解析하

고, 噴霧內 燃料液滴의 平均粒子 直徑과 噴霧重心軸에 垂直인 各 斷面에 있어서의 어떤 순간의 平均 燃料濃度를 測定하는 새로운 測定法을 指示하였다.

또 本 方法을 노즐徑과 噴射壓을 달리하는 8種類의 噴霧에 대하여 適用하고 다음과 같은 結果를 얻었다.

- (1) 平均粒子直徑의 測定値는 定性的·定量的으로 從來의 液浸法에 의한 實驗式에 의한 結果와 잘 一致한다.
- (2) 噴霧軸方向의 燃料濃度分布 測定値는 노즐近傍과 噴霧先端部를 제외한 나머지부분에서 和票등의 準定常理論解와 잘 一致한다.
- (3) 噴霧終了後에는 燃料濃度の 最大値가 급속히 低下하고, 또 最大濃度の 位置는 噴射方向으로 移動한다.

參 考 文 獻

- (1) H. Hiroyasu and T. Kadota, 1974, "Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber", SAE Paper No. 740715, pp.2615~2624
- (2) B.J. Azzopardi, 1979, "Measurement of Drop Sizes", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 22, pp. 1245~1279.
- (3) T. Yamauchi and Y. Ohyama, 1979, "A Laser Dffraction System for Measuring Particle Size Distribution", 7th. Japan Conference on Liquid Atomization and Spray Systems. pp.101~104.
- (4) 水谷幸夫, 兒玉欠, 宮阪憲治, 1981, "ドップラー効果—ミー散亂併用法による 噴霧油滴의 直徑と速度의 同時測定法", 日本機械學會文集(B編), 第47卷, 第420號, pp.1645~1759.
- (5) G.F. Lothian and F.P. Chappel, 1951, "The transmission of light through suspensions", J. appl. Chem., I, pp.475~481.
- (6) 清水勳, 江森康文, 1976, "液體粒子의 光電的測定", 日本機械學會論文集(第2部), 第42卷, 第354號, pp. 603~615.
- (7) H. Kobayashi, T. Kamimoto and S. Matsuoka, 1981, "A Photographic and Thermodynamic Study of Diesel Combustion in a Rapid Compression Machine", SAE Paper, No. 810259, pp.71~82.
- (8) Y. Tanasawa and S. Nukiyama, 1956, "An Experiment on the Atomization of Liquid", Tech. Rep. Tohoku Uni., Vol. 21, No.1, pp.117~145.
- (9) H.C. Van de Hulst, 1957, "Light Scattering by small Particles", John Wiley & Sons, pp.176.

- (10) R.O. Gumprecht and C.M. Sliepcevich, 1963, "Measurement of Particle Sizes in Polydispersed Systems by Means of Light Transmission Measurements Combined with Differential Scattering", 1963, J. Opt. Society of America, Vol. 53, No.5, pp. 577~588.
- (11) R.O. Gumprecht and C.H. Sliepcevich, 1953, "Scattering of Light by Large Spherical Particles", J of Physical Chemics, Vol. 57, pp.90~95.
- (12) 和票雄太郎, 藤井勝, 綱谷龍天, 恒屋札二郎, 1959, "ディーゼル機關燃料噴霧の致達距離に関する研究", 日本機械學會論文集(第2部) 第25卷, 第156號, pp 820~826.