

분무특성 예측을 위한 이론적 접근과 실험적 연구

A numerical analysis and experimental study on the prediction of spray characteristics

윤 석 주*, 조 대 진**
S. J. Yoon, D. J. Cho

ABSTRACT

A theoretical and experimental study was carried out to predict the drop size distribution of the pressure swirl atomizer.

Various analytical methods using the Kelvin-Helmholtz instability theory were tried to examine the wave growth on cylindrical liquid sheets. Cylindrical liquid sheets were extended to the case with the conical sheets. Perturbations due to tangential motion as well as longitudinal one were taken into account. And it was assumed that the breakup occurs when amplitude ratio exceeds $\exp(12)$, drop sizes were predicted only by theoretical approach. Drop size distribution was obtained by using maximum entropy formalism. Several constraints in the form of the definition of mean diameter were used in this formulation in order to avoid the difficulties of estimating source terms. In this study D_{10} only was introduced into the formulation as a constraint. The predicted drop size and drop size distribution agreed well with the measured data.

주요기술용어 : Maximum Entropy Formalism(최대 엔트로피 정식화), Linear Kelvin - Helmholtz Instability Theory (선형 불안정이론), Drop Size Distribution(액적크기분포), Maximum growth rate(최대성장률), Pressure Swirl Atomizer(압력식 스월 노즐)

기 호 설 명

D^2	: 연산자	L_{or}	: 오리피스 길이
d_G	: 이론 액적 크기	R_{ac}	: 초기의 공기코어 반경
H_0	: 초기 액막 두께	r_0	: 스월챔버 반경
k	: 반경방향과 접선방향의 초기속도비	r_{or}	: 오리피스 반경
k_G	: 유량계수	r, θ, z	: 원통좌표계의 변수
L_G	: 유입단면적의 높이	ψ	: 유동함수
L_0	: 스월챔버 높이	Ω	: 와도함수
		ω	: 교란의 성장율
		θ_s	: 이론 분무각
		θ_t	: 측정 분무각

* 정회원, 전북대 기계공학과, 자동차신기술연구소

** 정회원, 전북대 대학원

1. 서론

액체의 미립화 현상을 이용한 분무시스템은 실생활과 밀접한 전반적인 산업현장에서 폭넓게 적용되고 있다. 그러나, 액체의 분열현상은 짧은 시간 안에 미소의 영역에서 발생하는 순간적인 현상으로 사실규명이 어려우며, 현재까지도 제한적인 이론들로 분열현상을 설명하고 있다. 더구나 분무특성 규명을 위한 대부분의 연구는 완전발달된 분무영역내의 특정조건하에서 실험실현을 통해 개별적인 분무시스템의 현상학적 특성을 규명하고 있는 실정이다.

분무특성은 분무각, 액적크기분포, 관통도 등으로 설명할 수 있으며, 특히 분무연소와 관련된 분야에서는 액적평균직경이 중요한 인자로서 취급되었다. 액체의 분열에 영향을 주는 변수들은 분사액체의 유동조건과 물성치, 주위 기체의 조건, 노즐의 형상으로 요약할 수 있으며, 액체분류의 분열현상은 분출액체와 주위 기체와의 공기역학적 상호관계, 분무유동내의 난류현상, 노즐의 형태 등에 영향을 받으며 액체분류 내부의 속도분포와 초기교란동이 분열에 영향을 미치며, 이들 변수들은 독립적이라기보다 복합적인 상호관계로 액체의 분열⁽¹⁾에 기여한다. 따라서 액체분류가 액적으로 분열되는 초기 미립화 영역에서의 액적크기분포가 분무특성을 표현하는 중요한 분무현상이라고 말할 수 있다.

한편, 최근에는 분무특성의 예측에 관한 연구가 일부 선진국에서 활발히 진행중이고^(2,3), 국내에서도 이론적인 해석이 시도되고 있으나 아직은 미흡한 실정이다. 분무특성의 예측을 위해서는 미립화에 근본적으로 영향을 미치는 인자들에 대한 연구가 선행되어야 하며 이러한 인자들은 노즐 내부에서의 초기현상에 관련이 있다. Dombrowski⁽²⁾ 등은 다양한 압력식 스웰 노즐의 분무실험을 통하여 노즐의 구조와 분무특성의 상관관계를 규명하였으며, Ranganadha⁽⁴⁾ 등은 압력식 스웰노즐의 형상과 스웰챔버의 유동특성을 예측하기 위한 모델을 제시하였다. 노즐 내부구조 및 내부유동의 해

석적인 방법을 통한 분무특성의 예측에 관한 연구를 살펴보면, Yule⁽⁵⁾ 등은 압력식 스웰노즐의 내부유동을 3차원 해석하여 노즐 형상에 따른 출구에서의 속도분포를 계산하였다.

또한, Sellens^(5,6), Li & Tankin 등⁽⁷⁾은 최대 엔트로피 정식화(Maximum Entropy Formalism, MEF)라는 통계학적 기법을 도입하여 액적 크기 분포와 속도분포를 동시에 얻어내었다. 특히 Sellens⁽⁶⁾는 분무에 MEF를 적용하였는데 질량 보존 법칙, 운동량 보존 법칙, 에너지 보존 법칙 등을 구속조건으로하여 액적 크기 분포와 속도 분포를 구하였다. 그런데 속도 분포 획득시 운동량과 에너지 보존에 관련되는 생성항의 도입이 불가피하게 되는데 현재까지는 이들 생성항 처리에 대한 구체적인 연구는 보고되고 있지 않으며 실험 분포에 가장 근접하도록 피팅시키고 있는 실정이다. Ahmadi 등⁽⁶⁾의 연구를 살펴보면 액적 크기 분포만을 얻어낼 경우 운동량 보존 법칙과 에너지 보존 법칙에 관련된 구속조건을 제외시킨 경우에도 이전과 유사한 결과를 얻을 수 있다는 것을 알 수 있다.

최근에는 광학적 계측장비의 발달로 인해 사실규명이 어려웠던 분야인 액적 생성과정 즉, 초기 미립화 영역에서의 물리량을 계측할 수 있게 되었다. 또한 컴퓨터의 빠른 발전에 힘입어 이론식들의 수치적 계산에 의해서 분무특성을 예측할 수 있게 되었다. 따라서 본 연구는 압력식 스웰 노즐의 내부 유동패턴을 수치적으로 계산하여 원추형 액막의 초기특성들을 구하였으며, 초기 액적크기분포를 예측하기 위해 선형이론과 MEF⁽⁶⁾를 적용하였고, 추정관련한 생성항은 구속조건으로서 평균 액적크기의 정의를 이용하였다. 그리고 MEF에 필요한 미지 정보로서 계산된 액적크기⁽⁶⁾를 사용함으로써 액막분열 지점에서의 액적크기 분포를 계산할 수 있었다. 노즐의 구조와 액체의 물성에 따른 분열현상을 규명하기 위해서 분열영역을 사전기법으로 계측하여 분사각 등의 초기 액막 특성들을 이미지 처리에 의해서 분석하고, 광학장비인 Malvern 2600으로 초기 액적크기를 계측하여 본 연구에서 이론적으로 계산한 값들

과 실험값들을 비교, 분석하여 수치적 계산의 결과에 대한 타당성을 검증하였다.

2. 이론적 해석 및 방법

2.1 노즐 내부유동 해석

본 연구에서는 Taylor급수의 공식화에 의하여 지배 방정식의 차분방정식을 유도하였다. 지배방정식은 연속방정식과 운동량방정식을 와도-수송방정식으로 변환하여 얻었다. 유도된 차분방정식은 PC에서 수렴된 해가 얻어질때까지 반복 계산되었고, 수치해의 발산을 막기 위해 지배방정식의 대류항은 상류도식으로 이산화되었다. 또 수렴성을 좋게 하기위하여 각 반복단계에서 계산된 값들은 하향이완되었고, 반복계산법은 3대각 행렬법을 이용한 선순법을 사용하였다.

한편 노즐에서 분사되기 직전의 액체의 속도분포는 분무특성을 결정하는데 매우 중요한 요소중의 하나라고 할 수 있다. 즉 오리피스 출구에서의 접선방향 속도성분과 축방향 속도 성분은 분무각의 형성과 액막두께에 직접적인 영향을 주고, 초기 액막의 두께는 액적크기와 밀접한 관련이 있다. 따라서 본 연구에서는 노즐내부의 유동장과 노즐의 구조가 오리피스 출구속도에 미치는 영향을 고찰하였고, 또한 계산된 오리피스 출구 속도로서 분무각을 계산⁽¹⁰⁾ 하였다.

본 연구에서 사용된 노즐의 형상은 Fig. 1 과와 같이 노즐내부의 유동이 축에 대칭이며, 액체는 스윙 챔버에 채워진후 오리피스 출구로 분사되고, 길이 L_g 인 유입구를 통하여 전 원주 방향에서 유입된다고 가정하였다. 여기서 L_g 는 실제노즐의 유입단면적을 전 원주방향의 단면적으로 환산했을때, 유입 단면적의 높이가 된다. 노즐 내부유동이 정상유동, 비압축성 유동이라 하면 연속방정식과 운동량 방정식에 의해서 노즐 내부 유동의 지배방정식은 다음과 같이 유도할 수 있다.

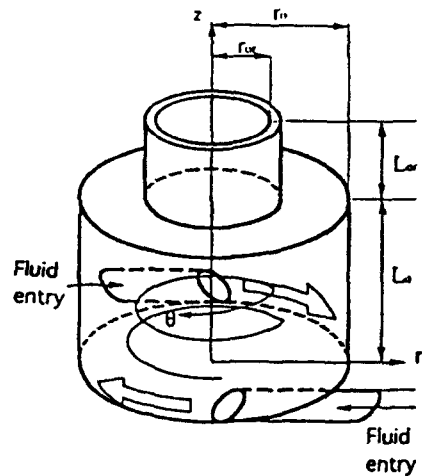
$$D^2\psi = -\Omega \quad (1)$$

$$D^2V = \text{Re} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{V}{r^2} \quad (2)$$

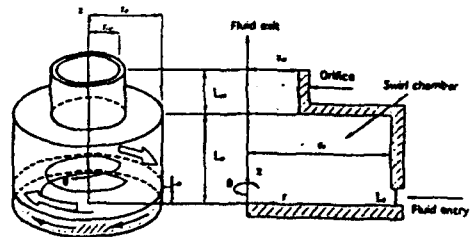
$$D^2\Omega = \text{Re} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \Omega}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \Omega}{\partial r} + \frac{2\Omega}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{2V}{r^2} \frac{\partial V}{\partial z} \right) + \frac{\Omega}{r^2} \quad (3)$$

$$D^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \text{Re} = \frac{U_s L_g}{\nu}$$

윗식에 나타난 모든 변수들은 Table 1과 같이 velocity scale U_s 와 length scale L_g 로써 무차원 되었다.



(a) Practical swirl atomizer



(b) Simplified model of swirl atomizer

Fig. 1 Internal geometry of swirl atomizer

Table 1. Normalized variables

$\psi = \frac{\Psi}{U_s L_s}$	$r = \frac{r'}{L_s}$	$\Omega = \frac{Q' L_s}{U_s}$
$z = \frac{z'}{L_s}$	$V = \frac{V'}{U_s L_s}$	

노즐의 유입구에서는 반경방향의 속도와 접선방향의 속도가 존재한다고 가정하고 이 두 속도성분의 비율

$$k = \frac{V_s}{U_s} \quad (4)$$

와 같이 정의하여 내부유동에서 스웰강도의 척도로서 사용하였다.

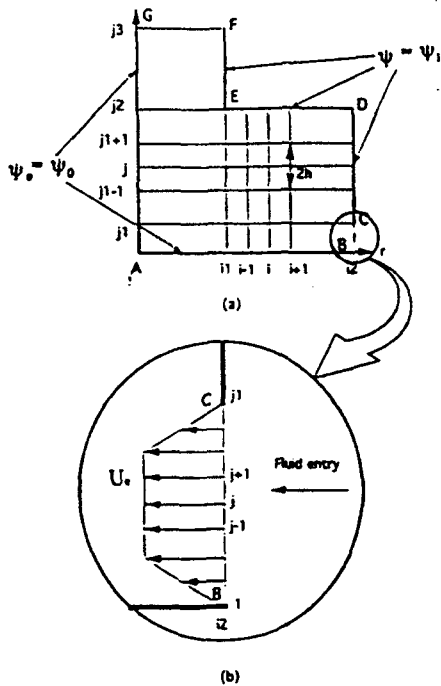


Fig. 2 Domain of integration and boundary condition

노즐 내부의 계산영역은 Fig. 2에 보인대로 크기 h 인 등간격의 격자들로 분할되었다. 노즐 내부의 고체 경계면에서 미끄럼이 없다고 가정하면 Fig. 2(a)의 \overline{CD} , \overline{DE} , \overline{EF} 면에서

$\Psi = \Psi_1$ 이고, \overline{AB} 와 \overline{AG} 면에서 $\Psi = \Psi_0$ 이다. 본 연구에서 Ψ_1 과 Ψ_0 의 값은 Fig. 2(b)과 같이 유입구의 유동을 가정하여 $\Psi_1 = r_0 z_{n-1}$, $\Psi_0 = 0$ 으로 하였다. 유입구에서 V 의 경계조건은 $V = r_0 k$ 이고 그 이외의 경계면에서 $V = 0$ 이다. 또 각 벽면에서 Ω 의 경계조건은 다음과 같다.

$$\Omega_n = \frac{3(\Psi_{n+1} - \Psi_n)}{h^2} - \frac{1}{2} \Omega_{n+1} \quad (5)$$

수렴 판정조건은 다음식을 사용하였다.

$$\frac{F^{(n+1)} - F^{(n)}}{\max(F^{(n+1)})} \leq 10^{-7} \quad (6)$$

여기서

$$F = \Psi, V, \Omega$$

$$n = \text{iteration step}$$

2.2 액막의 불안정성 해석

압력식 스웰 노즐에서 분출된 원추형 액막은 하류로 발전함에 따라 액막과 주위공기와의 상대운동으로 인하여 기액접촉면에서 불안정파가 성장하게 되어 공기 코어 반경은 증가하며 액막두께와 접선속도는 감소하고, 결국은 액주나 액적으로 떨어져 나가게 된다.⁽¹¹⁾ 원추형 액막의 거동을 직접적으로 해석하는 것은 수학적으로 매우 난해하므로 본 연구에서는 원통형 액막의 해석⁽⁶⁾을 기초로 이 원추형 액막을 Fig. 3과 같이 원통형 액막의 열로 가정하고 각 위치에서의 최대 성장률과 그에 상응하는 교란의 파수를 해석하였다. 액막의 유동이 비점성, 비회전 유동이라 하고, 축방향속도와 접선방향속도를 가지고 정지상태의 공기속을 유동한다고 가정하여 Kelvin-Heloholtz 불안정이론을 적용하였다. 액막에 가해지는 모든 파들중 일부는 성장하며 나머지는 소멸하게 되는데, 액막 표면에서 액막에 가해지는 모든 파들중 가장 빠르게 성장하는 파가 액막의 분열을 주도한다고 가정하고 초기에 정상 상태인 액막에 임의의 작은 교란이 가해진다고 가정하였다. 이 교란

으로 인한 퍼텐셜을 운동학적 경계조건과 동역학적 경계조건에 적용하면 교란의 성장률, ω 에 대한 4차식을 얻을수 있으며 이 식으로 교란의 성장률을 계산하였다.

$$C_4 \omega^4 + C_3 \omega^3 + C_2 \omega^2 + C_1 \omega + C_0 = 0$$

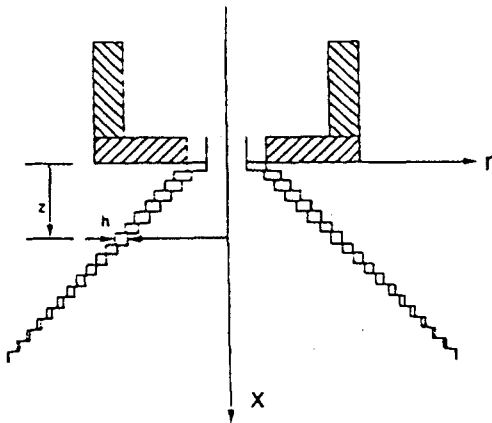


Fig. 3 Conical liquid sheet system

각 액막에서 액막두께와 접선속도는 질량보존식과 각운동량 보존식을 만족하도록 결정한다. Chigier⁽¹⁾에 의하면 압력식 스웰 노즐에서 평균액적 크기는 분사압력 증가에 따라 감소하고 점성이 증가함에 따라 증가한다. 그러나 분출된 원주형 액막은 속도가 충분히 크고 두께가 극히 얇다면 비점성유동으로 간주할 수 있으며 점성의 영향은 노즐내부에서의 점성마찰로 볼 수있다. Table 2는 본 연구에서 적용한 노즐에서 분사된 액막의 초기특성값들을 나타낸 것이다. 여기서 노즐 출구의 액막 속도는 노즐 내부유동해석⁽¹⁰⁾을 통해 구해진 결과들이며, 초기 액막두께(H_0)는 Doumas등⁽¹²⁾의 논문을 참조하여 계산되었다.

Table 2. Initial conditions for nozzles
unit : mm

노즐 No.	D_w	R_w	H_0	P (bar)	U (m/s)	V (m/s)
J1	1.0	0.31	0.19	10	34.2	20.5
J2	1.2	0.40	0.20	10	31.6	19.3
J3	1.5	0.52	0.23	10	28.2	18.7
J4	2.0	0.75	0.25	10	24.0	17.3

2.3 최대 엔트로피 정식화 (MEF)

미립화장치에 의해 생성된 액적들은 각기 다른 크기를 가진다. 그리고 이것들은 보통 액적들의 수나 체적에 기초를 둔 역경분포함수라는 확률밀도함수(p.d.f.)로써 특성지어진다. 지금까지의 연구동향을 살펴보면 이론적인 해석만으로 분무특성을 표현하려는 시도는 거의 없는 실정이다. 따라서 본 연구는 MEF이론을 근거로 하여, 실험실험을 하지 않고도 주어진 물리적 조건하에서 분무특성을 예측하기 위한 이론적 접근을 시도하였다.

최근 시작되고 있는 MEF는 Shannon⁽¹³⁾의 정보이론에 기초를 두고 있는데 모든 가능한 p.d.f.중에서 불편 확률밀도함수는 그 불확실성이 최대인 것을 취함으로써 얻어진다. 이러한 확률밀도함수의 불확실성의 언급은 Shannon에 의해 도입되었는데 그는 확률밀도함수의 불확실성을 다음과 같이 결정했다.

$$S = -k \sum_{i=1}^n p_i \ln(p_i) \quad (7)$$

여기서 p_i 는 i번째 구간의 확률이고 k 는 양수이다. 따라서 우리가 가진 모든 정보들을 가지고 있는 불편확률밀도함수는 그 엔트로피가 최대인 것이다. 즉 Shannon의 엔트로피는 다음식을 만족한다.

$$dS = -C \sum_{i=1}^n (\ln(p_i) + 1) dp_i = 0 \quad (8)$$

또 확률밀도함수가 만족해야 하는 정규화 조건은 다음과 같다.

$$\sum_{i=1}^n p_i = 1 \quad (9)$$

식(8), (9)를 만족하는 해는 Lagrangian multiplier method를 사용하여 구할 수 있다.

$$p_i = \exp \left[-a_0 - \sum_{j=1}^n a_j \mathcal{E}_j \right] \quad (10)$$

여기서 a_j 는 Lagrangian multiplier이고 이 변수들은 수치적 해법으로 계산된다. 따라서 식(10)으로 표현되는 함수는 통계적 구속조건들을 만족하면서 동시에 엔트로피가 최대인 불

편확률밀도함수이다. 그러므로 구해진 해는 우리가 가진 모든 정보를 정확히 담고 있는 것이 된다. 이러한 통계학적 접근은 m 개 구속조건의 집합이 연속함수인 경우에도 적용이 가능하다.

본 연구에서는 분사압력과 노즐의 구조등의 변화에 따른 분무특성을 이론적으로 예측하기 위해서 위 식들을 수치적으로 해석하여 초기 분열영역에서의 역적크기 분포를 계산하였다.

3. 실험장치 및 방법

3.1 분사장치

압력식 스윙노즐의 역적크기분포를 계속하기 위한 실험장치가 Fig. 4에 도시되었다. 분사 액체는 상온의 물을 사용했으며, 압축질소에 의해 0-10기압까지 가압이 조절되는 밀폐용기에 저장하였고, 고압용기 출구에서 20 μ m의 필터를 설치하였다. 고압용기에서 나온 액체는 일정한 분사압력을 유지하는 압력조정기를 거쳐 노즐로 압송된다. 분사압력은 노즐에 직각으로 설치된 정압관을 통해 전자압력계로 측정하였다. 분무된 작은 입자들이 부유되어 계순환하면서 측정에 오차가 발생하는 것을 막기 위하여 분사장치 하단부에서 펌으로 흡인하였다. 사용된 4개의 노즐은 Table 3에 주어진 기하학적 특성을 가지며 본 연구를 위해 설계, 제작된 것이며 Fig. 5에 개략적인 노즐의 형상을 도시하였다. 노즐은 내부유동을 관찰할 목적으로 투명한 재질을 사용하였으며, 각 노즐은 오리피스 반경만 다른 값을 가진다. 외류실 주위에 있는 점선 흡입포트는 0.5mm의 직경을 가지며 6개를 설치하였다.

Table 3. Geometry of nozzles

(단위 : mm)

Inj.	r_o	L_o	r_{or}	L_{or}
J1	3.5	5	0.5	1
J2	3.5	5	0.6	1
J3	3.5	5	0.75	1
J4	3.5	5	1.0	1

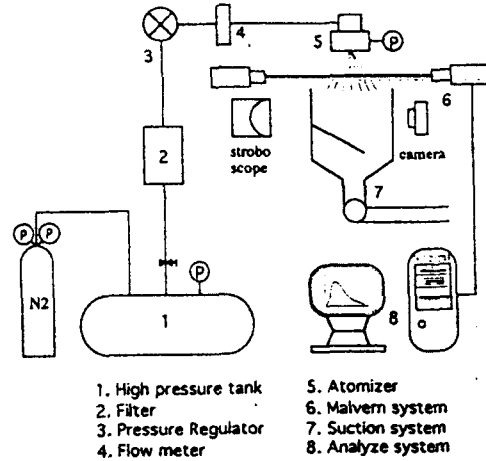


Fig. 4 Schematic diagram of experimental apparatus

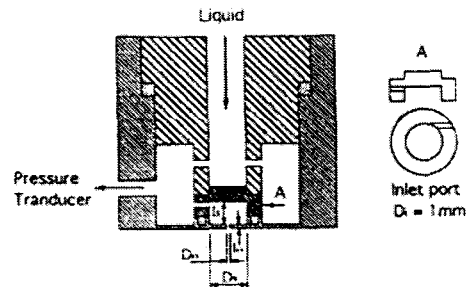


Fig. 5 Structure of pressure-swirl-atomizer

3.2 측정기기

분무액적의 크기분포는 Fraunhofer Diffraction 원리를 응용한 Malvern 2600 D 입경측정기로 측정하였다. 측정기기는 2mW의 He-Ne 레이저를 발생시키는 송신기, 레이저 빔을 확장시키는 확대기, 산란된 빛을 감지하는 수광부, 데이터 처리용 컴퓨터 및 프린터로 구성되어 있다.

광 전송부에서 발생된 단색의 He-Ne 레이저 빔이 입자에 닿으면 빛이 진행되는 방향으로 산란되는데, 광 검출기에 맺히는 산란광은 입자의 크기에 따라 다르게 된다. 입경분포 측정장치는 이와 같은 방법을 이용하고 있다.⁽¹⁴⁾

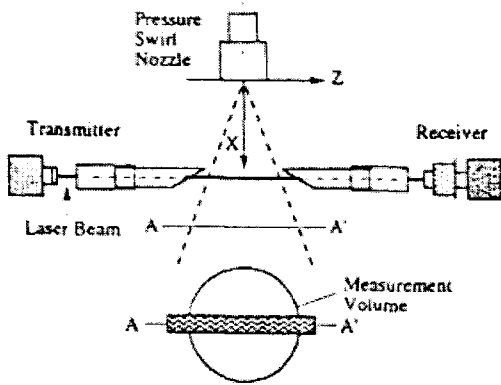


Fig. 6 Drop size measurement system

송신기에서 나온 레이저는 빔 확대기를 거쳐 직경이 9mm(standard mode)로 확장된다. 이 레이저 빔을 통과하는 입자들에 의한 산란광과 나머지 산란되지 않은 광은 수광렌즈에

투사된다. 수광렌즈는 입자에 의한 산란광이 렌즈에 투사되는 각도에 따라 렌즈 뒤 초점거리에 위치한 검출기에 상이 맺히게 된다. 검출기는 31개의 반 동심원 형태의 광전소자(photo diode)로 구성되어 있으며 31개의 다른 각도로서 집약된 광에너지를 이에 비례하는 전기적인 신호로 변환시킨다. 컴퓨터에서는 이 전기적 신호를 처리하여 관찰된 산란특성으로부터 체적입도분포를 계산하게 된다.

본 연구에 사용한 Transform 렌즈로는 Cut-off 길이가 780mm이고 측정가능한 액적의 직경범위가 11.6-1128 μ m 인 600mm 렌즈를 채택하였다. 분무의 측정위치는 Fig. 6에 보여지는 것처럼 분무를 확대칭으로 가정하여 레이저 빔이 분무의 중심선을 통과하도록 하였고, 레이저 빔의 수직위치는 분열이 발생하는 수평면에 위치하였다.

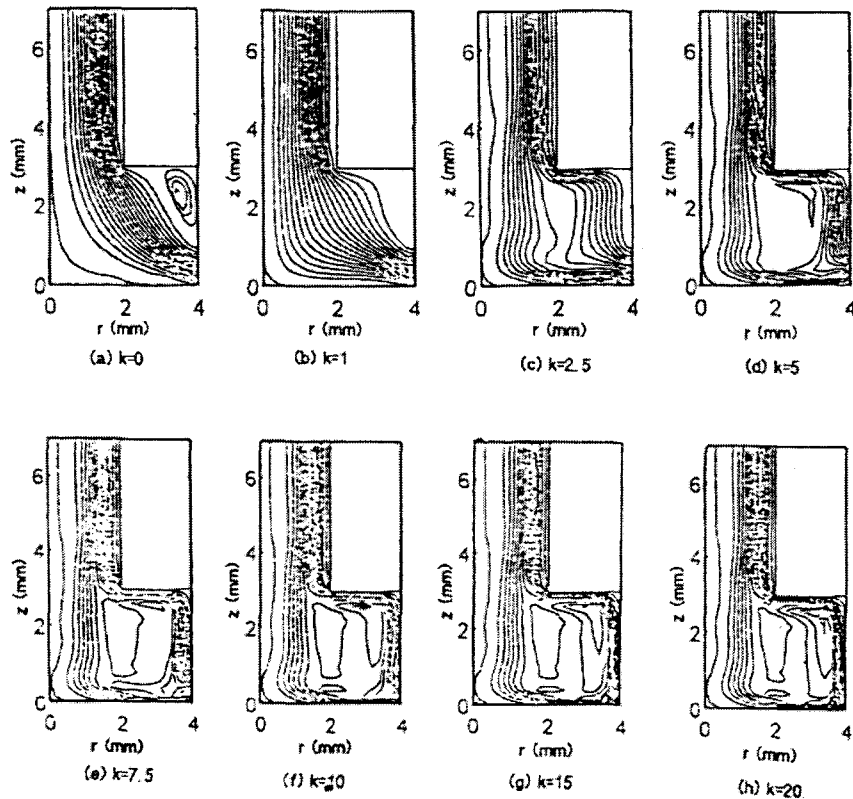


Fig. 7 Streamline in swirl atomizer for Re=100, $r_0=2$, $r_1=4$, $L_0=4$, $L_1=3$.

4. 결과 및 고찰

4.1 내부유동해석

Fig. 7은 속도비 k 에 따른 노즐내부에서의 유적선을 보여주고 있다. 노즐입구에서 역체가 반경방향으로만 유입할 경우($k=0$), 노즐 단면적이 급속소하는 영향 때문에 스윙챔버의 벽면에서 재순환하는 영역이 발생하고 있다(Fig. 7(a)). 그러나 속도비 k 가 증가할수록 재순환 영역은 점차 사라지고 스윙챔버 중앙에 큰 와류가 형성되고 있으며 유체는 노즐 벽면과 스윙챔버 벽면에 치우쳐서 흐른다. 이것은 노즐 내부유동에 스윙이 존재하게 되면 노즐벽면에서는 점성력에 의해서 회전하는 속도성분이 감소하게 되므로 반경방향의 압력구배가 발생하여 유체를 노즐의 축방향으로 흐르게 하기 때문이다. 또 내부유동에 있어서 회전속도가 강해질수록 노즐의 대칭축 부근으로 흐르는 유체의 양은 적어진다는 것을 알 수 있는데 이것은 air core의 영역을 추축하게 한다.

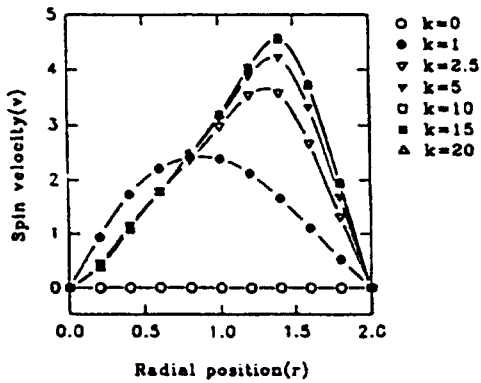


Fig. 8 Influence of k on spin velocity at nozzle exit for $Re=100$, $r_o=3$, $r_i=4$, $L_o=4$, $L_i=3$.

Fig. 8은 $Re=100$ 일때, 속도비 k 에 따른 노즐 출구에서 접선방향의 속도분포를 보여 주고 있다. 노즐 출구에서 접선속도분포의 특징

은 최대속도 v_{max} 가 존재하고 이 최대속도는 k 가 증가할수록 노즐벽에 가까워진다는 것을 알 수 있다. Fig. 9는 k 값에 따른 v_{max} 와 r_m 의 변화를 보여 주고 있다. 내부유동에 스윙이 존재하고 그 세기가 강해질수록 v_{max} 와 r_m 은 증가하고 있으며, 스윙이 충분히 강한 유동에서 v_{max} 와 r_m 은 일정한 값을 가진다. 따라서 압력식 스윙노즐에서 스윙유동이 어느 정도 이상으로 충분히 강해지면 노즐 출구에서의 회전 속도의 변화는 없다는 것을 알 수 있다.

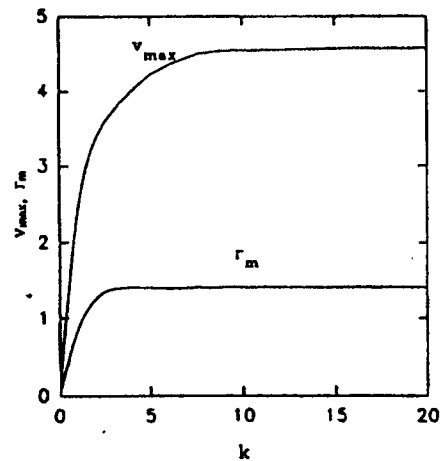


Fig. 9 Influence of k on V_{max} and r_m at nozzle exit for $Re=100$, $r_o=2$, $r_i=4$, $L_o=4$, $L_i=3$.

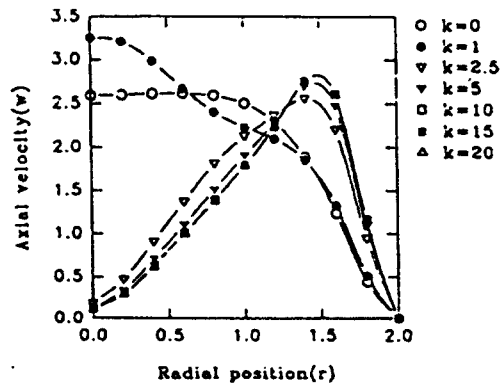


Fig. 10 Influence of k on axial velocity at nozzle exit for $Re=100$, $r_o=2$, $r_i=4$, $L_o=4$, $L_i=3$.

Fig. 10은 $Re=100$ 일 때 노즐 출구에서 축방향의 속도분포를 보여 주고 있다. $k=0$ 일 때, 속도분포는 평균의 낮은 경계층 유동의 속도분포와 유사하게 나타났으며, $k=1$ 일 때 노즐의 중앙 부분에서 속도가 가장 높게 나타났다. 이것은 노즐의 중앙에서 air core를 형성할 만큼의 강한 스웰이 일어나지 않았기 때문이라고 추측된다. k 가 증가할수록 최대속도는 증가하고, 노즐 중앙부분에서의 속도는 감소하여 거의 0에 근접하고 있다. 이것은 중앙 부분에 존재하는 air core를 예측 할 수 있도록 해준다. 그리고 최대속도의 위치는 벽면에 근접하여 있으나 벽면상에서는 점성의 영향으로 속도가 0이 된다. Fig. 8과 Fig. 10에서 $k \geq 5$ 일 때, 노즐 출구에서 축방향의 속도 및 접선방향의 속도분포는 거의 차이가 없음을 알 수 있는데, 이것은 스웰노즐에서 초기의 회전속도 성분은 반경방향의 속도성분보다 노즐 출구의 속도에 더 많은 영향을 주지만 $k \geq 5$ 일 때는 노즐 출구 속도에 거의 영향을 미치지 않는다는 것을 보여준다.

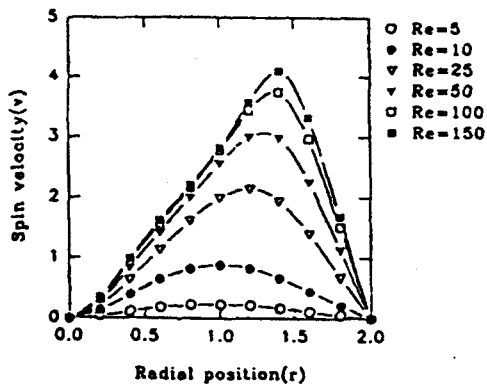


Fig. 11 Influence of Re on spin velocity at nozzle exit for $k=5$, $r_a=2$, $r_o=4$, $L_a=4$, $L_o=3$.

Fig. 11과 Fig. 12는 $k=5$ 일 때 Re 에 따른 노즐 출구의 접선속도분포와 v_{max} 및 r_m

값을 보여 주고 있다. Re 가 증가할수록 접선방향의 최대속도는 증가하고 있으며, $Re \geq 50$ 에서 r_m 은 변화가 없었다.

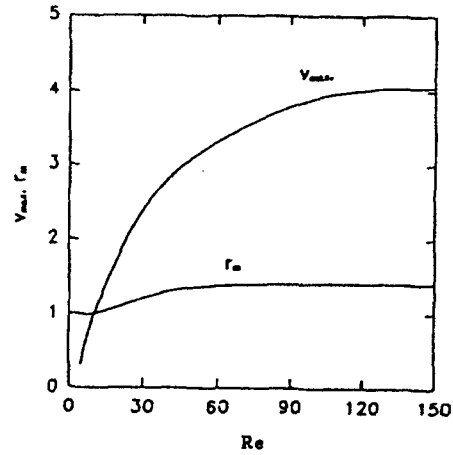


Fig. 12 Influence of Re on V_{max} and r_m at nozzle exit for $k=5$, $r_a=2$, $r_o=4$, $L_a=4$, $L_o=3$.

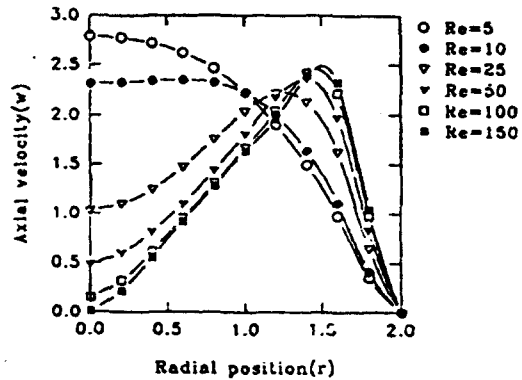


Fig. 13 Influence of Re on axial velocity at nozzle exit for $k=5$, $r_a=2$, $r_o=4$, $L_a=4$, $L_o=3$.

Fig. 13은 $k=5$ 일 때, Re 에 따른 노즐 출구에서 축방향의 속도분포를 보여 주고 있다. Re 가 증가할수록 노즐 중심에서의 속도는 작아지고 노즐 벽면에 가까운 곳에 최대속도가 발생하고 있다. 그러나 $Re \geq 100$ 에서 속도분포

의 변화는 서로 비슷한 경향을 보이고 있다. 한편 $Re=5, 10$ 일 때는 $k=5$ 임에도 불구하고 노즐의 중심에서 최대속도를 갖는다. 이것은 Re 가 작아질수록 유입구에서 초기속도는 작아지고, 회전속도 역시 $k=5$ 이더라도 노즐의 중심에서 air core를 형성할 만큼의 충분한 속도에 도달하지 못하였기 때문이다.

압력식 스웰노즐의 출구에서 유동의 특성은 매우 복잡해서 분무각과 출구 속도분포와의 관계식을 찾는 것은 매우 어렵다. 본 연구에서는 계산된 속도분포로써 분무각을 계산하기 위해서 다음 식을 사용하였다.

$$\theta_1 = \tan^{-1}\left(\frac{v}{w}\right) \quad (11)$$

여기서 v 와 w 은 노즐 출구에서 유동의 특성을 나타내는 속도성분으로 사용되었으며 v 와 w 대신 v_{max} 와 w_{max} 을 사용했을 때 실험값과 가장 잘 일치하였다. Table 4는 본 연구에서 적용한 압력식 스웰노즐의 특성값을 나타내며, 조대진동⁽¹⁷⁾에 의해 측정된 분무각과 계산된 분무각을 비교하였다. 본 연구에서 계산한 분무각(θ_1)과 측정된 분무각(θ_2)과는 비교적 잘 일치함을 알 수 있다.

Table 4. Internal properties of the atomizers and comparison of θ_1 with θ_2 ,

(단위 : mm)	J1	J2	J3	J4
유량계수, K_0	0.47	0.41	0.32	0.26
θ_2	58	60	68	72
θ_1	60.8	66.5	68.3	71.5

4.2 액적 크기 및 액적크기분포 예측

진폭비가 $\exp(12)$ 를 넘어서는 지점에서의 액막 두께가 h_c 이 액막에서 최대 성장률을 가진 파의 파장이 λ_{max} 일 때, 액막이 반파장의 길이로 떨어져 나온다고 가정⁽¹¹⁾하면, 분리된 액막은 표면장력에 의하여 급속히 원통형 액주로 수축되며 이 액주는 여러 액적으로 분산된

다. 이 분산과정이 Rayleigh기구에 따라 일어난다고 가정하면 이 때 생성되는 액적의 크기는 다음 식으로 계산할 수 있다.

$$d_G = 3.78 \sqrt{\frac{h}{k_{max}}} \quad (12)$$

이상과 같은 원통형 액막의 특성을 기반으로 원추형 액막에 적용하였다.

Fig. 14는 각 노즐에 대한 액막의 특성을 나타낸 것이다. 횡축은 원통형 액막의 내부 반경이며 종축은 각각 최대 파수와 최대 성장률을 나타낸다. 본 연구의 결과를 살펴볼 때, 하류로 내려감에 따라, 즉 내부 반경이 증가하고 액막 두께가 감소함에 따라 최대 성장률은 계속해서 증가한다. 최대 파수는 초기에는 급격히 증가하다가 어느 지점 이후로는 일정한 값에 수렴하는 것을 볼 수 있다. 이것은 이 지점 이후로는 원통형 액막이 평판형 액막의 성질을 띄게 되는 것을 암시하며 성장률을 지배하는 변수는 주로 액막의 두께임을 알 수 있다.

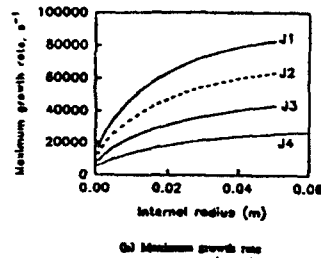
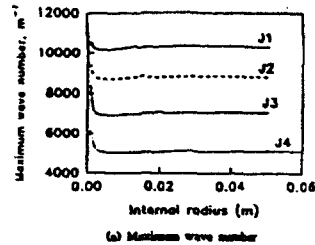


Fig. 14 Wave characteristics for each injector

Table 5는 4개의 노즐에 대해 본 연구의 모델을 적용해 액적 크기를 계산한 값과 Malvern 2600으로 측정한 값을 비교하였다.

Table 5. Comparison of d_G with measured SMD

(단위 : μm)	J1	J2	J3	J4
Calculated d_G	99.93	116.1	139.1	174.3
Measured SMD	102	118	126	135

Table 5에서 알 수 있듯이, 본 모델을 통해 계산한 액적크기가 측정된 SMD(D_{32} , Sauter Mean Diameter)와 유사함을 알 수 있다. 측정된 D_{32} 와 d_G 사이에는 다음과 같은 관계가 존재한다.

$$0.77d_G < D_{32} < 1.02d_G$$

액적 크기 분포 예측

Sellens 등⁽⁶⁾은 질량 보존 법칙, 운동량 보존 법칙, 에너지 보존 법칙 등에 기초한 구속 조건을 사용하여 분무에 MEF를 적용함으로써 액적 크기 분포와 속도 분포를 얻어내었다. 이들은 분열 지점에서의 속도 V , 두께 τ 인 액막을 고려하여 MEF를 적용하였고 질량, 운동에너지, 표면 에너지, 운동에너지에 대한 간단한 보존 구속조건으로서 분열 과정을 물리적으로 기술하였다.

Sellens^{(5),(15)}나 Li and Tankin 등⁽¹⁶⁾은 비슷한 개념의 물리적 구속 조건을 토대로 한 MEF를 분무에 적용하여 실제 액적 크기 분포와 유사한 확률 밀도 함수를 유도하였다. 그러나 운동량 보존과 에너지 보존에 관계되는 한 구속 조건에는 생성항이 필수 포함되며 이들 생성항은 추측하기가 매우 까다로우며 현재까지는 MEF를 통해 구해진 확률 밀도 함수를 실험데이터에 최적화시켜 얻어내고 있다. 이러한 문제를 극복하기 위해 본 연구에서는 구속 조건으로서 평균직경의 정의를 사용하였다. 본 연구에서는 수학적 편의를 위해 d_{30} 과 같은 형태의 평균직경 정의를 사용하였다.

$$\int_{d_{30}}^{\infty} f_n(x) x^n dx = d_{30}^n \quad n=0, 1, 2, 3 \quad (13)$$

결과적으로 최대 엔트로피를 가진 확률 밀도 함수는

$$f_n(x) = \left(\frac{d}{d_{30}}\right)^3 \exp\left[-\lambda_0 - \sum_{i=1}^n \lambda_i d^i\right] \quad (14)$$

d_{10} 만을 구속조건으로 사용하여 해를 구하면 그 해는 다음과 같다.

$$f_n(x) = \left(\frac{d}{d_{30}}\right)^3 \exp\left[-\lambda_0 - \lambda_1 d\right] \quad (15)$$

d_{10} 은 매개변수로 사용되며 임의의 d_{10} 을 사

용하여 확률 밀도 함수를 얻게 되며 이 함수로부터 d_{32} 를 구할 수 있다. 그리고 선형 이론과 단순 분열 모델로부터 계산된 d_G 값이 이 d_{32} 이 같을 때까지 d_{10} 을 변화시켜 확률 밀도 함수를 구했다. 이 과정을 블록선도로 나타내면 Fig. 15와 같다.

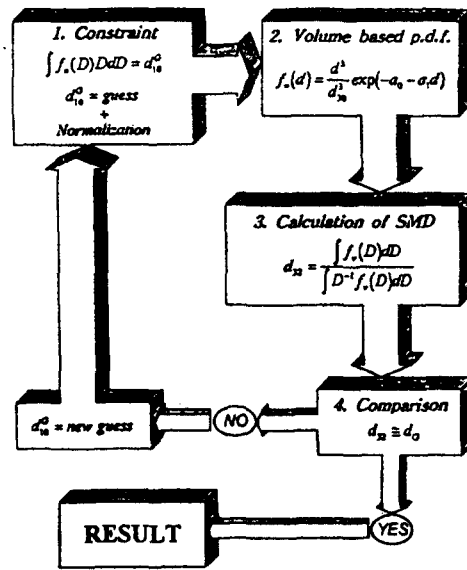


Fig. 15 Block diagram of calculation process of drop size distribution

Fig. 16, Fig. 17은 각 노즐에 대해 실험값과 MEF에 의해 구해진 분포함수를 도시 비교한 것이다. 모든 노즐에 대하여 피크의 위치와 분포의 폭이 잘 일치함을 알 수 있다. 그러나, J1, J2노즐에서 피크값의 차가 두드러지는데 이것은 비교함수가 체적함수로 표시되기 때문에 계산값은 액적크기의 세제곱에 비례하게 되고 따라서 우측부의 미소한 차이가 크게 확대되어 나타난 것이라 판단된다. 그리고, 오리피스 직경이 증가함에 따라 액적크기의 균일도는 감소하여 비교적 넓은 범위에 걸쳐 액적크기가 분포되며 J1노즐의 경우는 액적크기 분포가 매우 좁아져 균일도가 증가함을 알 수 있다.

따라서 압력식 스웰 노즐의 액적크기의 균일도를 제어할 수 있는 인자로서 오리피스 직경을 고려할 수 있을 것이다.

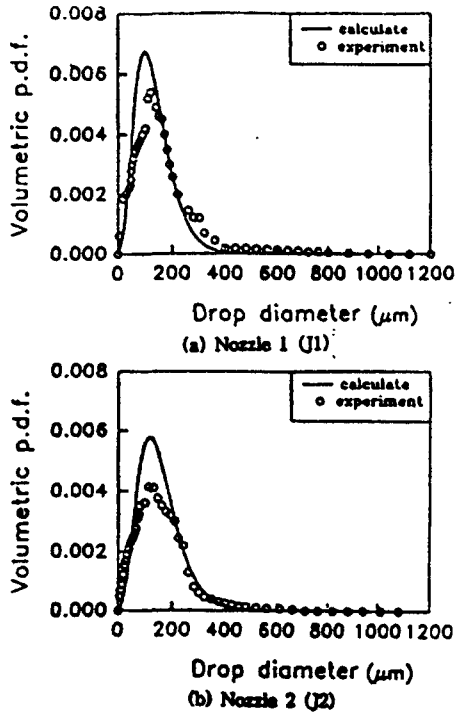


Fig. 16 Comparison of calculated distribution with measured distribution for injector J1 and J2

5. 결론

본 연구에서는 압력식 스프레이노즐의 내부유동을 수치적으로 해석하여 스프레이노즐내에서의 유동을 해석하고, 오리피스 출구에서의 속도분포를 얻었으며, 압력식 스프레이노즐로부터 분사되는 원추형 액막에 대해 선형 불안정이론과 MEF를 적용하여 액적크기분포를 예측하였다. 그리고 광학장비를 사용하여 계측된 값과 계산된 액적크기분포값을 비교해 본 모델의 타당성을 검증하였으며, 다음과 같은 결론을 얻었다.

1. 액막이 완전히 발달된 상태에서 분무각은 분사압력과 무관하고, 스프레이가 충분히 강했을 때, 노즐출구의 속도분포에는 큰 변화가 없었다.

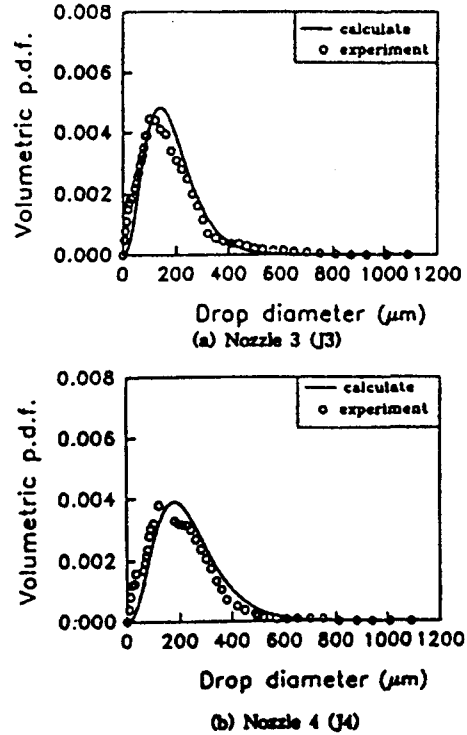


Fig. 17 Comparison of calculated distribution with measured distribution for injector J3 and J4

2. 노즐출구에서의 속도분포는 액막특성의 중요한 인자가 되며 본 연구에서 노즐출구 속도로서 분무각을 계산한 결과 다음과 같은 식을 얻었다.

$$\theta_c = \tan^{-1} \left(\frac{v_{max}}{\omega_{mean}} \right)$$

3. 초기 진폭에 대한 진폭비가 exp(12)를 넘어설 때 분열이 발생한다고 가정하여 단순 분열 모델을 적용한 결과 예측된 액적 크기가 계측된 값과 유사하게 나타났다.

4. 선형 불안정 이론으로 얻은 액적크기를 미지정보로 사용하여 MEF를 적용한 결과 실제 실험 분포와 유사한 액적 크기분포를 얻을 수 있었다.

5. 액적 크기를 정확히 예측할수록 MEF를

적용할 경우 보다 정확한 액적 크기 분포를 얻을 수 있다.

압력식 스웰노즐 내부에 존재하는 air core 에 대한 자료가 미흡하여 내부유동을 완전하게 해석하기에는 많은 어려움이 있었으나 본 연구 결과는 압력식 스웰노즐의 기본 설계에 유용하게 사용되리라 판단된다.

후 기

이 논문은 1995년도 한국학술진흥재단의 자유공모과제 연구비에 의하여 연구되었습니다. 이에 감사드립니다.

참 고 문 헌

- (1) N.Chigier, "The Physics of Atomization", ICLASS-91, Gaithersburg, MD, U.S.A., pp.1-15, 1991.
- (2) N.Dombrowski and D.Hasson, "The Flow Characteristics of Swirl Spray Pressure Nozzles with Viscosity Liquids", A.I.Ch. E.J., 15, pp. 604-611, 1969.
- (3) J.J.Chinn and A.J.Yule, "Three Dimensional Computer Modeling of the Internal Flow within a Swirl Atomizer", ICLASS-95, Nurnberg, Germany, pp.107-116, 1995.
- (4) B.K.Ranganadha, M.V.Narasimhan and K.Narayanaswamy, "Correlations for Prediction of Discharge Rate, Cone Angle and Air Core Diameter of Swirl Spray Atomizers", ICLASS-82.
- (5) R.W.Sellens and T.A.Brzustowski, "A Prediction of the Drop Size and Velocity Distribution in a Spray from First Principles", Atomization and Spray Technology, Vol. 1, pp 89-102, 1985.
- (6) M.Ahmadi and R.W.Sellens, "A Simplified Maximum-Entropy-Based Drop Size Distribution", Atomization and Sprays, Vol. 3, pp 291-310, 1993.
- (7) X.Li and R.Tankin, "Droplet Size Distribution : a Derivation of a Nukiyama - Tanasawa Type Distribution Function", Combust. Sci. and Tech., Vol. 56, pp 65-76, 1987.
- (8) 최영하, 조대진, 윤석주, "최대 엔트로피 정식화에 의한 액경 분포 예측", 95' 액체미립화학회 학술강연회 논문집 p. 105, 1995.
- (9) 윤석주, 조대진, "원추형 액막분열 해석에 의한 액적크기 예측에 관한 연구", 한국액체미립화학회지, 제2권 제1호, p.8, 1997.
- (10) 윤석주, 조대진, "압력식 스웰노즐의 내부 유동 해석", 한국항공우주학회지, 제25권, 제3호, p. 56, 1997.
- (11) N.Dombrowski and W.R.Johns, "The Aerodynamic Instability and Disintegration of Viscous Liquid Sheets", Chem. Eng. Sci., Vol.18, pp. 203-214, 1963.
- (12) M.Doumas and R.Laster, "Liquid-Film Properties for Centrifugal Spray Nozzles", Chem. Eng. Prog., p.518, 1953.
- (13) C.E.Shannon and W.Weaver, "The Mathematical Theory of Communication", University of Illinois, Press Urbana., 1949.
- (14) Malvern Instruments Particle Sizer 2600 series User Manual, 1987.
- (15) R.W.Sellens and T.A.Brzustowski, "A Simplified Prediction of Droplet Velocity Distributions in a Spray", Combustion and Flame, Vol.65, pp.273-279, 1986.
- (16) X.Li, R.Tankin and M.Ranksizbulut, "Calculated Characteristics of Droplet Size and Velocity Distributions in Liquid Sprays", Part. Part. Syst. Charact., Vol.7, pp.54-59, 1990.
- (17) 조대진, 윤석주, "선회유동을 갖는 압력식 분무기의 분무특성에 관한 연구", 한국액체미립화학회지, 제2권, 제1호, p. 46, 1997.