

압력식 스윙 노즐의 액적 크기분포 예측에 관한 연구

A Study on the Prediction of the Drop Size Distribution of Pressure-Swirl Atomizer

조대진*, 윤석주**, 김동우***

D. J. Cho, S. J. Yoon, D. W. Kim

ABSTRACT

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

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 the estimating source terms. In this study D_{10} was only introduced into the formulation as a constraint. A drop size obtained by using linear Kelvin-Helmholtz instability theory was considered as an unknown characteristic length scale.

As a result, the calculated drop size was agreed well with measured mean diameter, particularly with D_{32} . The predicted drop size distribution was agreed well with experimental data measured with Malvern 2600.

주요기술용어 : Maximum Entropy Formalism (최대 엔트로피 정식화), Linear Kelvin-Helmholtz Instability Theory (선형 Kelvin-Helmholtz 불안정 이론), Drop Size Distribution (액적 크기 분포)

기호 설명

a	: 분열 지점에서의 액막의 공기코어 반경	n	: 접선 방향 파수
D_c	: 스윙 챔버의 직경	R_{ac}	: 초기의 공기코어 반경
d_0	: 이론 액적 크기	r_i	: i 번째 액막의 공기 코어 반경
D_{or}	: 오리피스 직경	U	: 액막의 축 방향 속도 성분
h	: 원통형 액막의 두께	V	: 액막의 접선 방향 속도 성분
h_i	: i 번째 액막의 두께	θ	: 분무각
h_0	: 초기 액막의 두께	ω	: 교란의 성장율 (s^{-1})
k	: 축방향 파수 ($2\pi / \lambda, m^{-1}$)	ω_{max}	: 축방향 교란의 최대 성장율
k_{max}	: 최대 성장율을 가진 축방향 교란의 파수	$\omega_{max, max}$: 합성 교란의 최대 성장율
k_s	: 합성 교란의 파수		
l_c	: 스윙 챔버의 길이		
l_{or}	: 오리피스 길이		

1. 서론

액체를 수많은 액적으로 분열시키는 미립화 현상은 그 효율성으로 인해 각종 연소장치, 도장, 건조 등의 산업 현장에 적용되고 있

* 전북대 대학원

** 전북대학교 기계공학과

*** (주)현대자동차 연구개발부

다. 따라서 분무현상의 규명은 응용기술적 측면에서 중요한 요소가 되며, 노즐의 효율과 이에 관련된 성능개선을 위해 많은 이론적, 실험적 연구가 진행되어 왔다. 현재까지의 분무특성 규명을 위한 대부분의 연구는 완전발달된 분무영역내의 특정조건하에서 실험실험을 통해 여러 물리적 변수들과 노즐의 기하학적 특성을 관련지어 분무특성을 경험적인 관계로 수립하려고 노력하였다. 이들 결과는 개별적인 분무시스템의 현상학적 특성을 규명하는 것이어서, 응용성이 상당히 제한적이라고 할 수 있다. 그러나 분무시스템의 개선이나 개발, 노즐설계 등의 경우에 simulation으로 분무특성을 정확히 예측할 수 있다면 시간적 경제적 파급효과는 지대하다고 할 수 있다.

분무특성의 이론적인 모델링에 관한 연구는 크게 두가지로 나눌 수가 있다. 첫번째는 미립화 기구를 해석하려는 연구, 즉 액주나 액막의 불안정 현상을 규명하려는 것이다. 이는 Rayleigh⁽¹⁾의 원통형 분류의 안정성에 관한 연구로부터 시작되어 액체의 점성, 교란의 파장, 상대속도의 영향, 표면파의 성장을 등에 관한 연구가 수행되었으며, 지금까지도 다양한 분열기구에 대한 연구가 이루어지고 있다. 최근에 Dombrowski⁽²⁾ 등은 평판형 액막의 분열현상을 연구하여 Squire⁽³⁾와 Hagerty⁽⁴⁾ 등의 이론에 기초한 액적크기 계산 모델을 제시하였다. 또한 Crapper⁽⁵⁾ 등은 원통형 액막에 Kelvin-Helmholtz 불안정이론을 적용하여 불안정파의 거동을 해석하였고, Dumouchel⁽⁶⁾ 등은 원통형 액막의 액적크기를 계산하여 예측한 실험값과 비교하였다. 이러한 연구들은 최대 성장율을 가진 교란에 기초하여 평균 액적크기를 계산하였는데, 실제 상용되는 분무는 대부분 원추형이기 때문에 이 결과들로부터 직접 분무특성을 예측하기에는 다소 부족한 감이 있다.

두번째는 액적크기분포를 예측하기 위한 연구로 분류할 수 있다. 일반적으로 분무특성은 평균 액적 크기, 판통도, 액적 크기분포 등으로 표현하고 있는데, 특히 액적 크기분포는 미립화 장치의 효율과 성능에 밀접한 관계가 있으므로 주어진 조건하에서 액적 크기분포를 표현하는 것은 중요한 문제라고 할 수 있다. 따라서 액적 크기분포에 관한 수학적 관계식들이 많은 연구자들에 의해 제시되고 있다. 일반적으로 실험에서 측정한 값들을 액적의 수, 면적, 체적등에 기초한 확률밀도함수로 표현하는데, 대부분의 연구들은 액적 크기분포를 물리적 인자, 실험조건, 분사액체 및 주위기체의 물성치등과 연계시키는데 중점을 두고 있다. 이 중에서 중요하게 여겨지는 분포함수들은 이론식으로서 정규분포, 대수-정규분포 등이 있고, 실험식으로서 Nukiyama-Tanasawa 분포, Rosin-Rammler 분포 등이 있다. 그러나 어떠한 크기분포에나 적용이 가능한 분포식은 없었으며, 어느 한 분포에 대해서도 여러 형태의 분포식이 제시되고 있으며, 각 분포식에 관련된 인자들이 실험조건에 따라 변화하는 단점을 가지고 있다.

상기한 단점을 극복하기 위해서 최근에 Sellens⁽⁷⁾⁽⁸⁾, Li & Tankin 등⁽⁹⁾은 최대 엔트로피 정식화(Maximum Entropy Formalism, MEF)라는 통계학적 기법을 도입하여 액적 크기분포와 속도 분포를 동시에 얻어내었다. 원래 MEF는 정보 송수신의 정확성을 기하기 위한 정보이론에서 파생된 것으로써 통계 열역학 분야에 사용되어왔다. 특히 Sellens⁽⁷⁾는 분무에 MEF를 적용하였는데 질량 보존 법칙, 운동량 보존 법칙, 에너지 보존 법칙 등을 구속조건으로 하여 액적 크기분포와 속도 분포를 구하였다. 이상의 법칙들을 구속조건으로 기술하는 과정에서 생성항이 포함되는데 현재까지는 이들 생성항 처리에 대한 구체적인 연구는 보고되고 있지 않으며 실험 분포에

가장 근접한 분포식으로부터 추정하는 수준에 그치고 있다. 구속조건의 수가 많을수록 정확한 분포를 얻어낼 것으로 예상할 수 있으나 Ahmadi 등⁽⁶⁾의 연구를 살펴보면 액적 크기분포만을 얻어낼 경우 운동량 보존 법칙과 에너지 보존 법칙에 관련된 구속조건을 제외시킨 경우에도 이전과 유사한 결과를 얻을 수 있다는 것을 알 수 있다.

본 연구에서는 실험실 실험 과정없이 널리 사용되는 원추형 액막에서 생성되는 분무의 액적 크기분포를 예측하기 위한 모델을 제시하고자 한다. 이를 위하여, 원추형 액막을 생성시키는 압력식 스윙 노즐을 선택해서 MEF⁽¹⁰⁾를 이용하여 액적 크기분포를 계산하였는데, 생성항은 구속조건으로서 평균 액적 크기의 정의를 이용하였다. 그리고 MEF에 필요한 미지 정보는 원추형 액막의 불안정성 해석으로부터 계산한 액적크기들⁽¹¹⁾을 사용하여 액막분열 지점에서의 액적 크기분포를 계산할 수 있었다. 또한 본 연구에서 계산한 액적크기분포의 타당성을 검증하기 위해서 오리피스 직경을 다르게 하여 압력식 스윙 노즐을 설계, 제작 하고 광학장비인 Malvern 2600으로 액적 크기분포를 측정하고 이론적으로 계산한 값과 비교 하였다.

2. 관련 이론

2.1 선형 Kelvin-Helmholtz 불안정성

본 연구에서는 원추형 액막을 Fig. 1과 같이 각기 다른 코어반경과 액막두께를 가진 원뿔형 액막의 열로 가정하여 해석하였다. 각 액막에서 액막 두께와 접선 속도는 질량 보존 법칙과 각운동량 보존 법칙을 만족하도록 결정된다.

노즐 출구에서의 액막의 분출각은 노즐 내부 유동 해석⁽¹²⁾을 통해 구한 값을 사용하였으며 공기 코어 반경과 액막 두께는

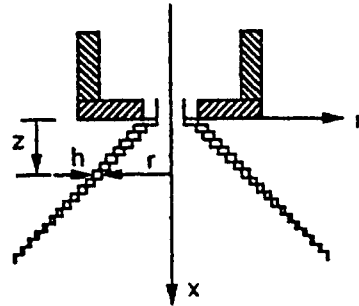


Fig. 1 Modelling of conical liquid system

Doumas 등⁽¹³⁾의 방법을 사용하여 구하였다. 실제의 압력식 스윙 노즐을 통해 분출되는 액막은 두께가 매우 얇고 속도가 충분히 크기 때문에 원뿔형 액막을 해석하는데 있어서 공기역학적 힘과 표면장력만을 고려하고 점성은 무시하였다. Cousin 등⁽¹⁴⁾은 평판형 액막에 선형 이론을 적용하여 파의 거동을 살펴 보았는데 500 μm 이하의 두께를 가진 액막 표면에서의 파의 성장률은 점성에 무관함을 보였다. 또한 Chigier⁽¹⁵⁾가 지적한 바와 같이 액막 속도의 함수로써 액적 크기를 살펴볼 때 액적 크기는 점성에 무관함을 알 수 있다. 따라서 액체의 점성을 고려해야 할 부분은 노즐 내부에서의 점성 마찰이며 이에 의해 액막 속도가 감소되어 액적 크기가 감소하는 것으로 볼 수 있다.

각 위치에서 액막의 특성은 다음과 같다.

$$\theta = \tan^{-1}(V/U) \quad (1)$$

$$z_i = U \cdot \Delta t \cdot i \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

$$r_i = R_{ac} + z_i \tan \theta \quad (3)$$

$$h_i = R_{ac} \cdot h_0 / r_i \quad (4)$$

$$(v_i) = R_{ac} \cdot V_0 / r_i \quad (5)$$

액막의 유동이 비점성 비회전 유동이라고 하고 내부반경 r_i , 액막두께 h_i 인 액막이 축방향 속도 U , 접선 방향 속도 $V(r_i)$ 로 정지상태의 공기속을 유동한다고 가정하고 Kelvin-Helmholtz 불안정이론을 적용하였다. 두 가지 속도 성분으로 인해 두 방향의 서로 수직한

교란을 고려하고 이들을 각각의 파수 k, n 으로 정의하였다. 액막에 가해지는 모든 파들 중 일부는 성장하며 나머지는 소멸하게 되는데, 액막 표면에서 액막에 가해지는 모든 파들 중 가장 빠르게 성장하는 파가 액막의 분열을 주도한다고 가정하고 초기에 정상 상태인 액막에 임의의 작은 교란이 가해진다고 가정하였다. 이 교란으로 인한 퍼텐셜을 운동학적 경계조건과 동역학적 경계조건에 적용하면 교란의 성장률, ω 에 대한 4차식을 얻을 수 있다⁽¹¹⁾.

$$C_4\omega^4 + C_3\omega^3 + C_2\omega^2 + C_1\omega + C_0 = 0 \quad (6)$$

주어진 교란, 즉 각 k, n 에 대해 식 (6) 으로부터 ω 에 대한 근을 구하게 된다. 이 때 ω 의 허근이 교란의 성장률을 뜻하며 양의 값을 가질 경우, 교란은 성장하게 된다.

Fig. 2는 축방향 속도를 변화시킬 때 축방향 교란에 대한 성장률의 변화를 나타낸 것이다. 속도가 증가함에 따라 최대성장률 ω_{max} 은 증가하며, 이와 더불어 k_{max} 도 증가한다. 즉 액막의 속도가 증가하면 상대적인 공기역학적 힘이 증가하게 되어 액막이 더욱 불안정해진다. 또한 속도가 증가함에 따라 불안정한 교란의 범위가 점점 증가하는 것을 볼 수 있다. Fig. 3은 반경방향 변화에 따른 최대성장률 ω_{max} 와 최대파수 k_{max} 의 변화를 각각 나타낸 것이다. 반경이 증가함에 따라 ω_{max} 는 감소하고 k_{max} 는 증가하는 것을 그림에서 볼 수 있다. 그러나 일정 반경을 초과하면 두 값들이 일정한 값에 수렴함을 알 수 있다. 예를 들어 $h=0.1\text{mm}$ 인 경우, 공기코어 반경이 대략 1cm 이상이 되면 ω_{max}, k_{max} 는 일정한 값을 보인다. 이것은 공기코어가 1cm 이상일 경우 원통형 액막이 평판형 액막처럼 거동함을 암시한다. 또한 h 가 증가함에 따라 k_{max} 는 증가하고 그에 상응하는 성장률 ω_{max} 는 감소함을 알 수 있다. 따라서 두꺼운 액막에 대해서는 파장이 짧은 파가 불안정한 상태를 유발시키

며 액막이 얇아질수록 긴 파장을 가진 파가 불안정한 상태를 유발시킨다.

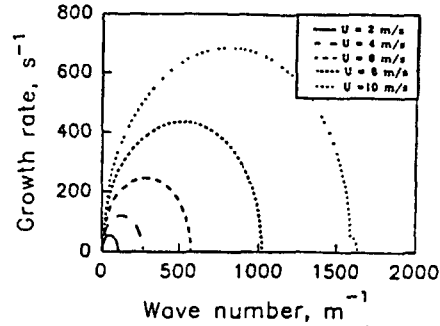
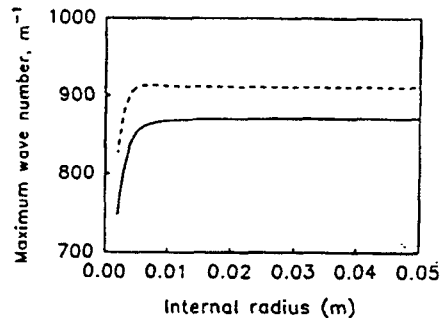
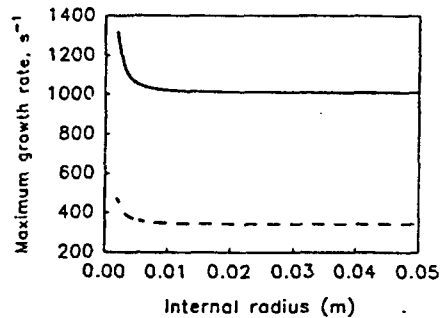


Fig. 2 Dispersion diagram ($a=1.5\text{ cm}, h=200\ \mu\text{m}, V=0\ \text{m/s}$)



(a) Variation of Maximum wave number



(b) Variation of Maximum growth rate

Fig. 3 Variation of maximum wave number (a) and maximum growth rate (b) with internal radius ($U=10\text{m/s}, V=0, \text{---} h=0.1\text{mm}, \text{- - -} h=1.0\text{mm}$)

Fig. 4는 축방향 속도가 일정할 때 접선속도 V 의 변화에 따른 성장률의 변화를 보여주고 있다. $V=0$ 일 때 최대 성장률을 갖는 교란은 $n=0$ 일 때, 즉 축방향 교란만이 작용할 때이다. 그러나 V 가 증가함에 따라 최대성장률 ω_{max} 은 증가하며 ω_{max} 의 최대값 $\omega_{max,max}$ 이

나타나는 접선방향 교란의 파수 n_{max} 가 0이 아님을 알 수 있다. 따라서 두 가지 속도성분을 가진 액막에 대해 최대성장률을 가지며 액막의 분열을 주도할 수 있는 교란은 두 형태의 교란이 중첩되어 나타난다고 볼 수 있으며 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$k_T = \sqrt{k^2 + \frac{n^2}{a^2}} \quad (7)$$

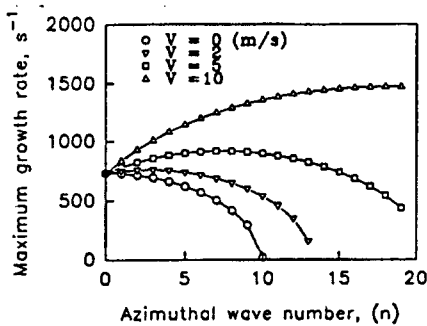


Fig. 4 Influence of azimuthal velocity on the wave growth

2.2 액막 분열 지점

본 연구에서는 분열지점을 결정하는데 있어서 Clark 등⁽¹⁶⁾이 평판형 액막에 대해 얻은 결과를 사용하였다. 이들의 연구 결과에 따르면, 노즐 출구에서의 수력 지름에 기초한 레이놀즈 수가 9000 이상일 경우에는 초기 진폭에 대한 진폭비가 $\exp(12)$, 9000 이하일 경우에는 $\exp(50)$ 을 넘어서는 지점에서 분열된다고 하였다. 이들이 적용한 액막은 평판형 액막이나 원추형 액막이 일정 지점 이후에서는 평판형 액막의 성질을 갖기 때문에 이들 결과를 이용하여 분열지점을 결정하였다. 본 연구에서는 모든 경우가 레이놀즈 수가 9000 이상이었으므로 초기 진폭에 대한 진폭비가 $\exp(12)$ 인 지점에서 분열이 일어나는 것으로 가정하였다.

2.3 Maximum Entropy Formalism 적용

Shannon⁽¹⁷⁾은 "적어도 하나의 평균값과 함께 가능한 상태들을 알고 있다면 불편확률밀

도함수를 추정할 수 있다"는 것을 보여주었다. 이것은 확률 밀도 함수의 불확실성을 최대화 시킴으로써 가능해진다. 구속조건에 종속되어 있는 상태에서 불확실성이 최대일 때, 그 해는 구속조건에 내제된 물리적 현상을 만족하는 불편분포(least-biased distribution)이다. 정보이론적으로 말하면, 최소의 정보를 담고 있는 것, 즉 구속조건에 내제된 정보만을 가지는 것이다. 다른 분포들은 구속조건이 제공하는 물리적 현상 이상의 정보를 가지고 있기 때문에 편제된 분포(biased distribution)이다. 정성적으로 보았을 때, 해는 구속조건을 만족하는 가장 원만한 분포로 간주될 수 있다.

모든 가능한 확률 밀도 함수 중에서 불편 확률밀도함수는 불확실성을 최대화함으로써 얻을 수 있다. 확률 밀도 함수 불확실성은 Shannon에 의해 도입되었으며 그 정의는 다음과 같다.

$$S = -k \sum_{i=1}^m p_i \ln(p_i) \quad (8)$$

여기서 k 는 임의의 양수이다. 불확실성은 상수 k 만 제외하고 통계 열역학에서의 엔트로피와 유사하므로 Shannon의 엔트로피라고도 한다.

가장 가능성 있는 확률 밀도 함수는 이 엔트로피와 우리가 알고 있는 정보에 해당하는 구속조건(statistical constraints), 그리고 확률의 합이 1이라는 조건(normalization)을 최대화함으로써 얻을 수 있다. 구속조건은 보통 다음과 같은 평균값의 형태로 표현할 수 있다.

$$\sum_{i=1}^m p_i g_{ij} = g_{ij} \quad \text{for } j = 1, 2, 3, \dots, n \quad (9)$$

여기서 n 은 구속조건의 갯수이다. 이 구속조건과 normalization 식과 다음과 같은 엔트로피 최대화 공식을 이용하여 $n+2$ 개의 식을 얻어낼 수 있으며

$$dS = -k \sum_{i=1}^m (\ln(p_i) + 1) dp_i = 0 \quad (10)$$

Lagrangian multiplier 방법을 사용하여 다

음과 같은 해를 얻어낼 수 있다.

$$p_i = \exp \left[-a_0 - \sum_{j=1}^n a_j g_{ij} \right] \quad (11)$$

여기서 a_j 는 Lagrangian multipliers 이며 일련의 수치 해석을 통해 계산된다. 이러한 통계학적 접근 방법은 m 개의 사건이 연속 번수일 때도 미지의 확률 밀도 함수를 결정하는데 사용할 수 있다. 따라서 이 방법은 분무의 액적 크기분포를 얻는데 적용할 수 있다.

3. 실험 장치 및 방법

3.1 분사장치

압력식 스윙 노즐의 액적크기분포를 측정하기 위한 실험장치가 Fig. 5 에 도시되었다. 분사액체는 상온의 물을 사용했으며, 압축질소에 의해 0-10 기압까지 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 정압판을 통해 전자압력계로 측정하였다. 분무된 작은 입자들이 부유되어 재순환하면서 측정에 오차가 발생하는 것을 막기 위하여 분사장치 하단부에서 fan 으로 suction 하였다. 사용된 4 개의 노즐은 표 1 에 주어진 기하학적 특성을 가지며 본 연구를 위해 설계, 제작된 것이며 Fig. 6 에 개략적인 노즐의 형상을 도시하였다. 노즐은 내부유동을 관찰할 목적으로 투명한 재질을 사용하였으며, 각 노즐은 오리피스 반경만 다른 값을 가진다. 와류실 주위에 있는 접선 흡입 포트는 1mm 의 직경을 가지며 6 개를 설치하였다.

Table. 1 Geometry of each nozzle (단위 : mm)

노즐	D_c	l_c	D_{or}	l_{or}
J1	7	5	1.0	1
J2	7	5	1.2	1
J3	7	5	1.5	1
J4	7	5	2.0	1

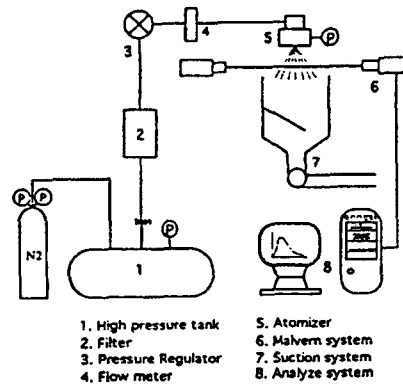


Fig. 5 Schematic diagram of experimental apparatus

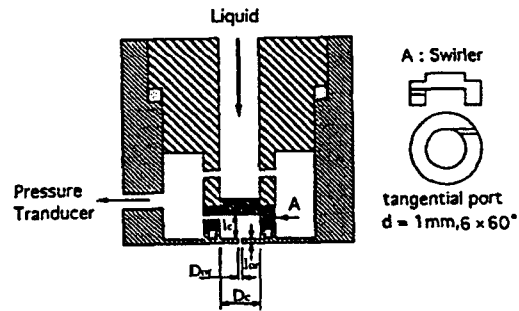


Fig. 6 Structure of pressure-swirl atomizer

3.2 측정기기

분무액적의 크기분포는 Fraunhofer Diffraction 원리를 응용한 입경측정기인 Malvern 2600D 를 사용하여 측정하였다. 측정기기는 2mW 의 He-Ne 레이저를 발생시키는 송신기, 레이저 빔을 확장시키는 Expander, 산란된 빛을 감지하는 Detector 가 부착된 수신기, 데이터 처리용 컴퓨터 및 프린터로 구성 되어 있다.

Transmitter에서 발생된 단색의 He-Ne 레이저 빔이 입자에 닿으면 빛이 진행되는 방향으로 산란되는데, Detector에 맺히는 산란광은 입자의 크기에 따라 다르게 된다. 입경분포 측정장치는 다음과 같은 방법을 이용하고 있다.⁽¹⁸⁾ 송신기에서 나온 레이저는 Beam Expander를 거쳐 직경이 9mm로 확장된다. 이 레이저 빔을 통과하는 입자들에 의한 산란광과 나머지 산란되지 않은 광은 Receiver 렌즈에 투사된다. Receiver 렌즈는 입자에 의한 산란광이 렌즈에 투사되는 각도에 따라 렌즈 뒤 초점거리에 위치한 Detector에 상이 맺히게 된다. Detector는 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 평균액적크기와 체적입경분포를 계산하게 된다.

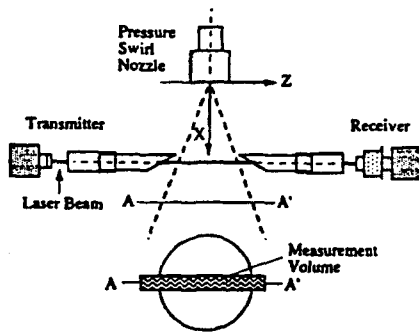


Fig. 7 Measurement position of breakup plane

본 연구에 사용한 Transform 렌즈로는 Cut-off Distance가 780mm 이고 측정가능한 액적의 직경범위가 11.6-1128 μm 인 600mm 렌즈를 채택하였다. 분무의 측정위치는 Fig. 7에 보여지는 것처럼 분무를 확대칭으로 가정하여 레이저 빔이 분무의 중심선을 통과하도록 하였고, 레이저 빔의 수직위치는 분열이 발생하는 수평면에 위치하였다. 한 조건에 대하여

정상상태에서 5번 측정된 데이터를 평균하였으며, 데이터 분석시 Independent로 하여 수정되지 않은 제측 데이터로 평균액적크기 및 체적입경분포를 계산하였다.

4. 결과 및 고찰

4.1 액적 크기 예측

진폭비가 exp(12)를 넘어서는 지점에서의 액막 두께가 h, 이 액막에서 최대 성장률을 가진 파의 파장이 λ_{max} 일 때, 액막이 반파장의 길이로 떨어져 나온다고 가정하면, 분리된 액막은 표면장력에 의하여 급속히 원통형 액주로 수축되며 이 액주는 여러 액적으로 분산된다. 이 분산과정이 Rayleigh 기구에 따라 일어난다고 가정하면, 이 때 생성되는 액적의 크기는 다음 식으로 계산할 수 있다.

$$d_0 = 3.78 \sqrt{\frac{h}{k_{max}}} \tag{12}$$

이상과 같은 원통형 액막의 특성을 기반으로 원추형 액막에 적용하였다. 표 2는 본 모델의 검증에 위해 체크한 노즐의 제원과 액막의 초기 특성들이다.

Table. 2 Initial conditions for each nozzle

노즐 No.	Rac (mm)	Ho (mm)	U (m/s)	V (m/s)
J1	0.31	0.19	34.2	20.5
J2	0.40	0.20	31.6	19.3
J3	0.52	0.23	28.2	18.7
J4	0.75	0.25	24.0	17.3

Fig. 8은 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 초기에 매우 큰 값을 보이다가 급격히 감소하

여 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.

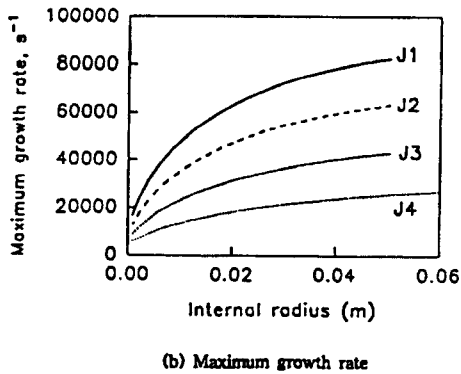
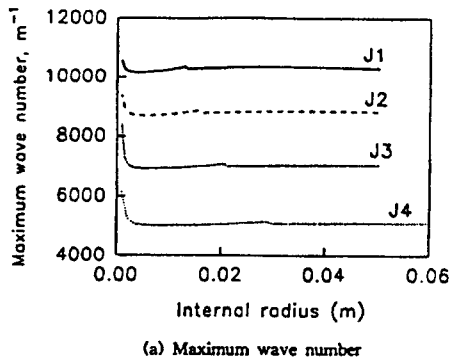


Fig. 8 Wave characteristics for each injector

표 3은 4개의 노즐에 대해 본 연구의 모델을 적용해 액적 크기를 계산한 값과 Malvern 2600으로 측정한 값을 비교하였다.

Table 3 Comparison of d_0 with measured SMD (단위 : μm)

	J1	J2	J3	J4
Calculated d_0	99.93	116.1	139.1	174.3
Measured SMD	102	118	114	135

4.2 액적 크기분포 예측

Sellens 등⁽¹⁹⁾은 질량 보존 법칙, 운동량 보존 법칙, 에너지 보존 법칙 등에 기초한 구속조건을 사용하여 분무에 MEF를 적용함으로써 액적 크기분포와 속도 분포를 얻어내었다. 이들은 분열 지점에서의 속도 V , 두께 τ 인 액막을 고려하여 MEF를 적용하였고 질량, 운동에너지, 표면 에너지, 운동에너지에 대한 간단한 보존 구속조건으로서 분열과정을 물리적으로 기술하였다.

Sellens⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾⁽²¹⁾나 Li and Tankin 등⁽²²⁾⁽²³⁾은 비슷한 개념의 물리적 구속조건을 토대로 한 MEF를 분무에 적용하여 실제 액적 크기분포와 유사한 확률 밀도 함수를 유도하였다. 그러나 운동량 보존과 에너지 보존에 관계되는 한 구속조건에는 생성항이 필히 포함되며 이들 생성항은 추측하기가 매우 까다로우며 현재까지는 MEF를 통해 구해진 확률 밀도 함수를 실험데이터에 최적화시켜 얻어내고 있다. 이러한 문제를 극복하기 위해 본 연구에서는 구속조건으로서 평균직경의 정의를 사용하였다.

본 연구에서는 수학적 편의를 위해 d_{q0} 과 같은 형태의 평균직경 정의를 사용하였다.

$$\int_{d_{min}}^{d_{max}} f_n(x) x^q dx = d_{q0}^q \quad q = 0, 1, 2, 3 \quad (13)$$

결과적으로 최대 엔트로피를 가진 확률 밀도 함수는

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

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

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

d_{10} 은 매개변수로 사용되며 임의의 d_{10} 을 사용하여 확률 밀도 함수를 얻게 되며, 이 함수로부터 d_{32} 를 구할 수 있다. 그리고 선형 이론과 단순 분열 모델로부터 계산된 d_0 값이

이 d_{32} 와 같을 때까지 d_{10} 을 변화시켜 확률 밀도 함수를 구했다. 이 과정을 블록선도로 나타내면 Fig. 9와 같다.

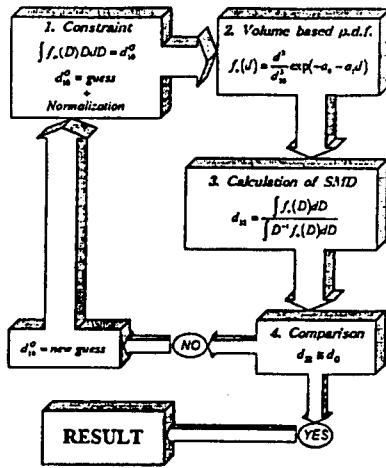
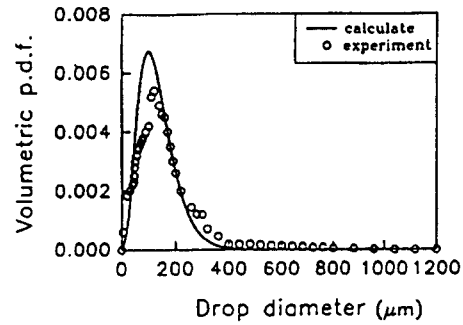
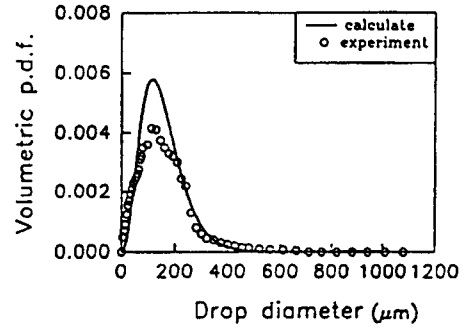


Fig. 9 Block diagram of calculation process of drop size distribution

Fig. 10, Fig. 11은 각 노즐에 대해 실험값과 MEF에 의해 구해진 분포함수를 비교 도시한 것이다. 모든 노즐에 대하여 peak의 위치와 분포의 폭이 잘 일치함을 알 수 있다. 그러나, J1, J2 노즐에서 peak 값의 차가 두드러지는데 이것은 비교함수가 체적함수로 표시되기 때문에 계산값은 액적크기의 세제곱에 비례하게 되고 따라서 우측부의 미소한 차이가 크게 확대되어 나타난 것이라 판단된다. 그리고 Fig. 12는 각 노즐에 대해 MEF를 적용하여 구해진 분포함수를 도시한 것이다. 오리피스 직경이 증가함에 따라 액적크기의 균일도는 감소하여 비교적 넓은 범위에 걸쳐 액적크기가 분포되며, J1 노즐의 경우는 액적크기분포가 매우 좁아져 균일도가 증가함을 알 수 있다. 따라서 압력식 스윙 노즐의 액적크기의 균일도를 제어할 수 있는 인자로서 오리피스 직경을 고려할 수 있을 것이다.

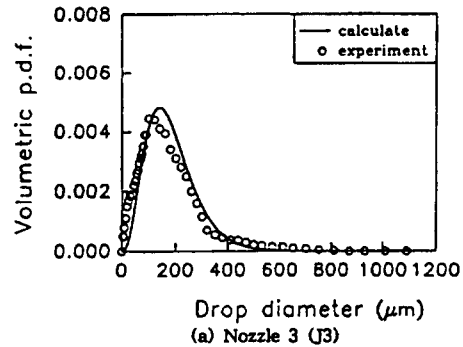


(a) Nozzle 1 (J1)

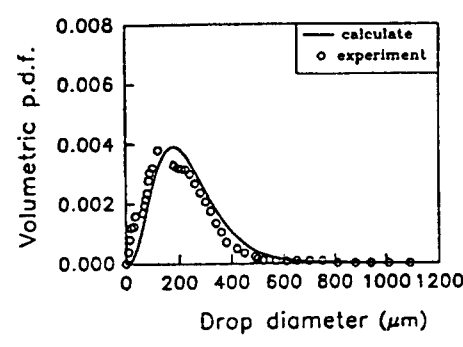


(b) Nozzle 2 (J2)

Fig. 10 Comparison of calculated distribution with measured distribution for injector J1 and J2



(a) Nozzle 3 (J3)



(b) Nozzle 4 (J4)

Fig. 11 Comparison of calculated distribution with measured distribution for injector J3 and J4

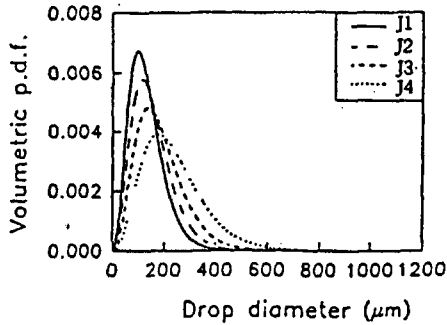


Fig. 12 Calculated volumetric distribution function for each injector

5. 결 론

압력식 스윙 노즐로부터 분사되는 원추형 액막에 대해 선형 불안정이론과 MEF 을 적용하여 액적크기분포를 예측할 수 있는 가능성을 시도해 보았다. 그리고 광학장비를 사용하여 계측된 값과 계산된 액적 크기분포값을 비교하여 본 모델의 타당성을 검증하고 다음과 같은 결론을 얻었다.

1. 초기진폭에 대한 진폭비가 exp(12)를 넘어설 때 분열이 발생한다고 가정하여 단순 분열 모델을 적용한 결과 예측된 액적크기가 계측된 값과 유사하게 나타났다.
2. 선형 불안정 이론으로 얻은 액적크기를 미지정보로 사용하여 MEF 를 적용한 결과 실제 실험 분포와 잘 일치하였다.
3. 오리피스 직경을 변화시키므로써 압력식 스윙 노즐의 액적크기분포 제어가 가능하다.
4. 본 연구에서 적용한 분열모델은 주류로부터 분리된 액주와 주위기체와의 상대운동을 무시한 상태에서 이루어졌으나 실제 분열된 액막되는 상당한 속도로 움직이기 때문에 이를 고려한 세부적인 분열모델에 대한 연구가 필요하다.

후 기

본 연구는 1995 년도 교육부 학술연구조성비(자유공모과제)의 지원에 의해 수행되었습니다. 이에 감사드립니다.

참 고 문 헌

- (1) Rayleigh, L., "Theory of Sound", Chap. 20 and 21, Dover Pub. N.Y., 1945.
- (2) Dombrowski, N. and Hooper, P.C., " The Effect of Ambient Density on Drop Formation in Sprays", Chem. Eng. Sci., Vol.17, pp.291-305., 1962.
- (3) Squire, H.B., " Investigation of the Instability of a Moving Liquid Film", Birt. J. of Appl. Mech., Vol.4, pp. 167-169., 1953.
- (4) Hagert, W.W. and Shea, J. F., " A Study of the Stability of Plane Fluid Sheets", J. Appl. Mech., Vol.22, No.4, pp. 509-514., 1955.
- (5) Crapper, G.D., Dombrowski, N. and Pyott, G.A., "Kelvin-Helmholtz Wave Growth on Cylindrical Sheets", J. Fluid Mech, Vol.68, Part 3, pp. 497-502., 1975.
- (6) Dumouchel, C., Ledoux, M., Bloor, M.I.G., Ingham, D.B., "The Design og Pressure Swirl Atomizers", 33rd Symposium on Combustion Institute, pp.1461-1467, 1990.
- (7) Sellens, R. W., Brzustowski, T. A., "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.
- (8) Ahmadi, M., Sellens, R. W., "A Simplified Maximum-Entropy-Based Drop Size Distribution", Atomization and Sprays, Vol. 3, pp 291-310, 1993.
- (9) Li, X., Tankin, R., "Droplet Size Distribution : a Derivation of a Nukiyama-Tanasawa Type Distribution Function", Combust. Sci. and Tech., Vol. 56, pp 65-76, 1987.
- (10) 최영하, 조대진, 윤석주, "최대 엔트로피

- 정식화에 의한 액경 분포 예측”, 95' 액체미립 화학회 학술강연회 논문집 p. 105, 1995.
- (11) 양희표, 조대진, 윤석주, “선형이론을 이용한 액적크기 예측에 관한 연구”, 대한기계학회 추계학술대회 논문집 95F279 p. 582, 1995.
- (12) 김현중, 조대진, 윤석주, “기하학적 구조에 따른 압력식 스월 노즐의 내부 유동 해석”, 한국자동차공학회 추계학술대회 논문집 95-17-0121 p.295, 1995.
- (13) Doumas, M. and Laster, R., “Liquid-Film Properties for Centrifugal Spray Nozzles”, Chem. Eng. Prog., p. 518, 1953.
- (14) Cousin, J., Dumouchel, C., Ledoux, M., “The Effect of Viscosity on the Linear Instability of a Flat Liquid Sheet”, 11th ILASS-Europe, pp 127-136, 1995.
- (15) Chigier, N. A., “The Physics of Atomization”, ICLASS-91, Paper A, 1991.
- (16) Clark, C. J., and Dombrowski, N., “Aerodynamic Instability and Disintegration of Inviscid Liquid Sheets”, Proc. R. Soc. Lond., Vol. A329, pp 467-478, 1972.
- (17) Shannon, C. E., Weaver, W., “The Mathematical Theory of Communication”, University of Illinois, Press Urbana., 1949.
- (18) Malvern Instruments Particle Sizer 2600 series User Manual, 1987.
- (19) Sellens, R. W., Brzustowski, T. A., “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.
- (20) Sellens, R. W., Brzustowski, T. A., “A Simplified Prediction of Droplet Velocity Distributions in a Spray”, Combustion and Flame, Vol.65, pp.273-279, 1986.
- (21) Ahmadi, M., Sellens, R. W., “A Simplified Maximum-Entropy-Based Drop Size Distribution”, Atomization and Sprays, Vol.3, pp.291-310, 1993.
- (22) Li, X., Tankin, R., Ranksizbulut, M., “Calculated Characteristics of Droplet Size and Velocity Distributions in Liquid Sprays”, Part. Part. Syst. Charact., Vol.7, pp.54-59, 1990.
- (23) Li, X., Tankin, R., “On the Prediction of Droplet Size and Velocity Distributions in Sprays Through Maximum Entropy Principle”, Part. Part. Syst. Charact., Vol.9, pp.195-201, 1992.