

불안정 이론을 이용한 2유체 노즐에서의 분무입경예측

김관태*, 안국영*, 김한석*, 류정인**

Prediction of Mean Diameters Based on the Instability Theory for Twin Fluid Nozzle

Kwan-Tae Kim*, Kook-Young Ahn*, Han-Seok Kim*, Jeong-In Ryu**

Key Words : Instability theory(불안정 이론), Wavelength(파장), Sauter mean diameter, Twin fluid nozzle(2유체 노즐), Particle size measurement, Shadowgraphy

ABSTRACT

The atomizing characteristics in a spray injected from a twin fluid atomization nozzle have been investigated. The Sauter mean diameters as mean diameter are compared with wavelength calculated from the instability theory. The Sauter mean diameter are measured by the Fraunhofer diffraction theory using the Malvern particle sizer. The wavelength is calculated using the mean relative velocity instead of the exit relative velocity of nozzle. Also shadowgraphy technique is used to visualize atomization phenomena. This paper gives a possibility that the mean diameter can be predicted with the wavelength obtained by the simple instability theory.

1. 서론

액체분무 또는 미립화란 액주 또는 액막이 불안정성에 의하여 부서지면서 이루어지는 작은 액적의 물리적 현상을 다루는 것으로, 액적의 표면적을 증가시킴으로써 액적표면에서의 열 및 물질전달을 촉진시킬 수 있다. 이러한 액체분무는 사용목적에 따라 냉각, 건조 및 증발용 등으로 나눌 수 있으며, 이 중 엔진의 연료분사 또는 산업용 연소기등에 사용되는 분사노즐의 분무특성을 파악하기 위한 연구는 현재까지 비교적 활발히 진행되고 있으나, 대부

분의 연구가 웨버수 및 레이놀즈수 등의 변수에 대한 입경분포, 분무각 또는 침투길이 등의 분무상태량과의 변화관계 또는 실험관계식 도출에 초점을 맞추고 있다.^[1,2]

한편, 미립화를 일으키는 근본적인 과정인 분열기구를 근거로 한 연구는 측정방법의 한계 및 분무에 영향을 미치는 인자등의 정확한 이해가 부족하여 상당히 제한적으로 알려져 있다. 미립화를 일으키는 분열기구는 공기역학적, 수력학적 및 열역학적 분열기구로 나눌 수 있으며, 본 연구에서 사용된 2유체식 노즐의 경우는 연료와 공기의 상대 속도가 크기 때문에 주로 공기역학적인 분열기구에 의하여 미립화가 이루어진다.

이러한 미립화에 관한 연구로서 R.D.Reitz와 F.V.Bracco^[3]는 액주표면에서의 요동에 대한 안정

* 한국기계연구원

** 충남대학교 기계공학과

성을 1차 선형이론을 적용하여 파의 성장율(growth rate)과 관련된 분산방정식(dispersion equation)으로 나타내었고 이를 4개로 나뉜 분열영역에서 고찰하였다. 특히, J.Kitscha등^[4]은 Kelvin-Helmholtz와 Rayleigh-Taylor 이론을 조합하여 액적이 자유낙하 또는 상승할때의 분열현상을 해석하였으며 예상된 액적의 최대크기를 실험결과와 비교하여 타당성을 검증하고 이를 고속분사 제트의 경우로 확장하였다. 또한, R.D.Reitz^[5]는 고압분사노즐에서 선형안정성해석을 통한 분산방정식을 이용하여 연소실내에 분사되는 연료의 분무과정을 수치적으로 해석하고 이를 실험결과와 비교하였다. 이 밖에도 불안정성이론을 근거로 분열기구를 이해하고자 하는 연구는 최근 비교적 활발히 진행되고는 있으나 아직 체계화되지는 못하고 있다.

본 연구에서는 산업용 요로등에 사용되는 2유체 버너노즐의 성능평가를 목적으로 분사되는 액적의 크기(SMD)를 작동조건에 따라 측정하였으며, 미립화기구 측면에서는 기존의 불안정이론에 의한 파장을 계산하여, 실험적으로 구한 액적의 크기와 이론적으로 계산한 파장과의 선형적 관계를 이용, 작동조건에 따라 분무되는 액적의 크기를 예측하였다.

2. 이론 해석

노즐에서 일정한 속도로 분사되는 액체와 공기의 경계면에서는 Fig.1에서 보는 바와 같이 액체와 공기간의 공기역학적인 상호관계, 즉 압력차이로 인하여 파동이 생기게된다. 유체 경계면의 파동을 파의 진행속도 c 와 파장 λ 를 가지는 정현파라고 가정하면 시간 t 에 있어서 파면의 형태는 식(1)과 같이 나타낼 수 있다.^[6]

$$\eta = \eta_0 \sin k(x - ct) \tag{1}$$

여기서, η 는 파면의 원주 방향의 파고이며 $k = 2\pi/\lambda$ 는 파수(wave number)이다. 파고 η 는 파장에 비하여 작다고 가정하면 $k\eta = 2\pi\eta/\lambda \approx 0$ 라 할 수 있다. 본 해석에서는 두 유체는 비압축성이라 가정

하였으며, 점성과 중력의 영향은 무시하였다. 또한, 분사되는 액체 및 공기의 속도는 노즐출구의 축방향으로 일정하다고 가정하여 2차원 원통좌표계로 해석하였다.

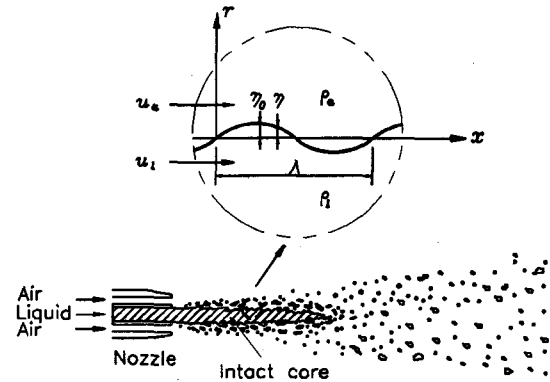


Fig.1 Unstable waves on the surface of the liquid

경계조건으로 부터 구하여진 속도포텐셜을 이용하여 속도성분을 정의하고, 기액계면에서의 분무유체압력을 Bernoulli방정식을 통하여 구하면 다음과 같은 관계를 얻을 수 있다.

$$P_a = -\rho_a [(u_a - c)^2 k \frac{K_0(kb)}{K_1(kb)}] \eta_0 \sin k(x - ct) + \bar{p}_a \tag{2}$$

$$P_l = \rho_l [(u_l - c)^2 k \frac{I_0(kb)}{I_1(kb)}] \eta_0 \sin k(x - ct) + \bar{p}_l \tag{3}$$

여기서, u_a, u_l 은 노즐출구에서의 공기 및 액체의 속도, I_0, K_0 는 각각 수정된 1종, 2종 Bessel함수이며, I_1, K_1 은 I_0, K_0 의 미분값이다.

계면($r=b$)에 있어서 액체압력과 공기압력과의 차이는 표면장력 σ 에 의한 힘으로 정의할 수 있다. 계면의 곡률은 $-d^2\eta / dx^2$ 로 나타낼 수 있으므로, 압력차는 다음 식과 같이 나타낼 수 있다.

$$P_l - P_a = -\sigma \frac{d^2\eta}{dx^2} \tag{4}$$

윗식에 각각의 분무 유체압력을 대입하여 얻어지

는 2차식으로 부터 전파속도 (c_r)와 파의 성장인자 (Growth Factor ; kc_i)로 나타내어지는 진행속도 ($c = c_r + ic_i$)는 다음과 같이 구하여진다.

$$c_r = \frac{\rho_l u_l^* + \rho_a u_a K^*}{\rho_l \Gamma^* + \rho_a K^*} \quad (5)$$

$$c_i = \left(\frac{\rho_l \rho_a \Gamma^* K^* (u_l - u_a)^2}{(\rho_l \Gamma^* + \rho_a K^*)^2} - \frac{dk}{(\rho_l \Gamma^* + \rho_a K^*)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

여기서, Γ^* 및 K^* 는 다음과 같이 표시되며 b 는 액체 노즐의 반경이다.

$$\Gamma^* = \frac{I_0(kb)}{I_1(kb)}, \quad K^* = \frac{K_0(kb)}{K_1(kb)} \quad (7)$$

성장인자 kc_i 는 파가 증폭이나 감폭되는 것을 결정하는 인자로서 만약 $kc_i < 0$ 이면 계면의 파동은 감폭되어 평균유동이 안정되며, $kc_i > 0$ 이면 파동이 증폭되고 평균유동은 불안정해 진다. 따라서 $kc_i = 0$ 이 되는 때는 유동이 불안정 영역으로 천이되는 임계점으로서 최대파장을 가지게 되는 곳인데 이 이후로 분무액체는 무화되기 시작한다. 즉 짧은 파장 ($kc_i > 0$)에서 분무액체는 무화하게 되고 긴 파장 ($kc_i < 0$)에서는 액주상태로 유지된다. 따라서, $kc_i = 0$ 이 되는 곳에서 연료가 무화되기 시작하므로 식 (6)이 0이 되는 조건을 만족하는 파장을 구하면 이 값이 최대파장을 나타내게 되며, 본 연구에서는 이 값을 입경예측의 기준값으로 하였다.

3. 실험 및 실험방법

본 연구에 사용된 실험장치는 Fig.2에서 보는 바와 같이 공기 및 액체공급장치, 분무장치, 분무입경 측정장치(Malvern 2600) 및 스트로보스코프를 광원으로 하는 가시화장치 등으로 구성되어 있다.

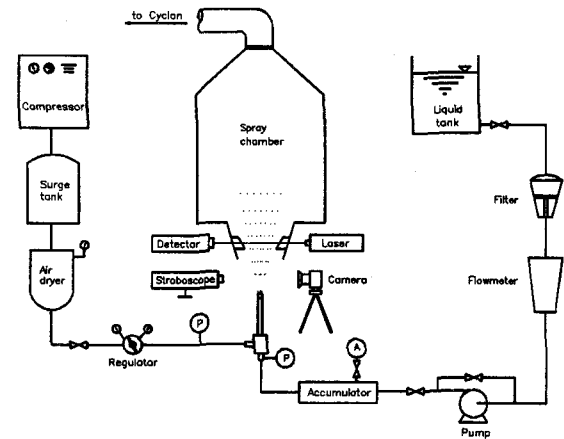


Fig.2 Schematic diagram of experimental apparatus

실험용 액체는 상온의 물로서 액체탱크로 부터 분사펌프에 의하여 가압된 후 분무압력의 안정화를 위하여 설치된 원통형의 축압실을 거쳐 노즐을 통하여 분사박스로 분출된다. 분무유량은 액체탱크 출구단에 설치된 유량측정용 메스실린더를 이용하여 측정하였으며, 분무압력은 노즐진 입구에 설치된 압력계로 측정하였다. 이와 같은 실험은 3개의 노즐직경(1, 0.8, 0.6mm)에 대하여 같은 방법으로 수행하였으며 이를 분무속도로 환산하였다.

한편, 무화용공기는 압축기에 의하여 7kg/cm^2 까지 가압되어진 서어지탱크를 거쳐 건조기를 지나 압력 조절기에 의하여 일정압력으로 공급되어진다. 무화용공기의 유량은 유막유량계의 일종인 bubble meter를 이용하여 각 압력조건에 대하여 측정하였는데 Fig.3에서 보는 바와 같이 분무공기는 내경이 75mm인 원통형 유리관의 측면을 통해 공급되어지며 이때 걸린시간을 초시계로 측정하여 노즐을 통해 분사되는 공기의 유량을 구하였다.

또한, 노즐출구에서 공기의 분사속도는, 노즐내에서의 공기유동은 등엔트로피 과정이며 1차원, 정상유동 및 이상기체의 법칙을 따르는 것으로 가정하여 압력측정부와 노즐출구단에 대하여 연속방정식을 세우고, bubble meter를 통하여 측정된 체적유량, 이상기체 방정식, 그리고 등엔트로피 과정에서의 압력과 밀도의 관계를 이용하여 분사속도를 계산하였다.^[7]

분무장치는 노즐과 노즐설치대 및 분사박스로 구

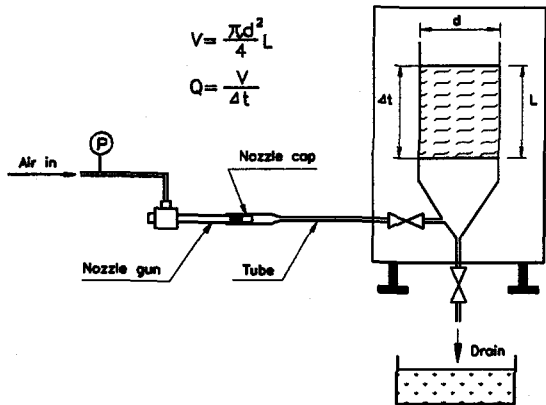


Fig.3 Bubble meter for measurement of flowrates

성되며 노즐설치대는 입경측정의 편의를 위하여 노즐을 분무축 및 반경방향으로 이송 가능하도록 제작하였다. 분사박스 내부에는 광원부와 수광부 선단에 원통형의 파이프를 설치하여 분무각 바깥쪽에 존재하는 액적들로 인한 영향을 최소화하였다.

분무액적의 평균입경은 분무 액적군의 표면적에 대한 체적의 비로 정의되는 SMD(Sauter Mean Diameter)를 취하였으며, Malvern Particle Sizer를 사용하여 지름 10mm, 길이25mm인 측정체적에 대하여 측정하였다. 실험에 사용된 렌즈는 초점거리 300mm의 것으로 입경의 측정범위는 5.8 ~ 564 μm이며, 실험전 표준보정용 reticle을 이용하여 장치의 정확도를 확인하였다.

레이저 광로상에 액적이 과밀한 상태로 존재하게 되면 다중산란 효과에 의하여 입경의 크기가 실제보다 작은 값으로 측정되므로 이러한 오차를 보정하기 위하여 obscuration이 0.5보다 크게 나타나는 측정 데이터는 Dodge^[8]가 제시한 다음식을 이용하여 측정값을 보정하였다.

$$SMD_0 = \frac{SMD_m}{1 - 0.9456 \exp(-3.811T - 0.0204SMD_0)}$$

위 식에서 평균입경 SMD_m와 광투과율 T는 측정값이며, 평균입경은 각각의 분무 조건에서 5회 이상 반복 측정하여 평균한 값을 취하였다.

분무형상의 가시화는 shadowgraphy기법을 이용하였으며, 이때 사용된 광학장치로는 Fig.4에서 보는 바와 같이 스트로보스코프, Nikon사의 F-801s

카메라 및 직경300mm의 오목거울을 사용하였다. 암실에서 카메라를 B셔트로 노출한 후 외부에서 신호를 주어 스트로보스코프의 단발광(Td=1~4μs)에 의한 shadowgraphy로 분무상태를 촬영하였다.

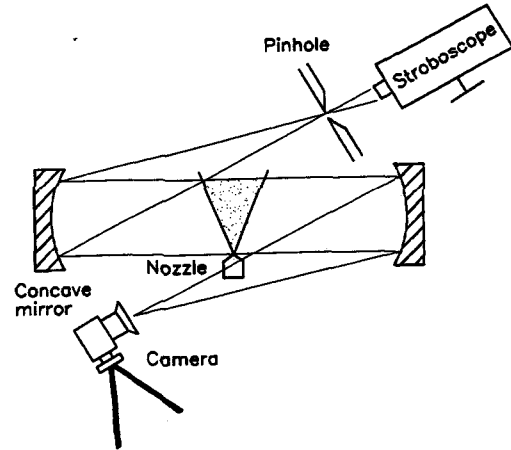


Fig.4 Photographic system

본 실험에 사용된 노즐은 황동으로 제작된 외부 혼합형 동축노즐로써 Fig.5에서 보는 바와 같이 중앙부에는 액체가 그 주위의 환형부로는 공기가 분무되는 구조로 되어있다. 액체노즐의 지름은 1.0, 0.8, 0.6mm인 세 가지 노즐을 사용하였으며, 실험 대상 노즐의 제원은 Table 1에 나타내었다.

실험은 물 분무압력을 0.3~1.1kg/cm²의 범위에서 0.2kg/cm² 간격으로 하여 공기의 압력을 0.3~1.1kg/cm²까지 변화시켜 가며 실시하였다.

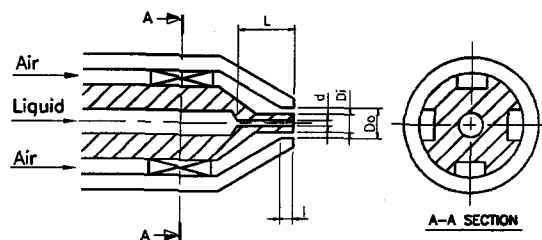


Fig.5 Schematic diagram of co-axial dual nozzle

Table 1 Specification of Nozzle

Nozzle no.	d (mm)	Di (mm)	Do (mm)	l (mm)	L (mm)	L/d
1	1.0	3.0	3.8	2.5	10	10.0
2	0.8	3.0	3.8	2.5	10	12.5
3	0.6	3.0	3.8	2.5	10	16.7

4. 결과 및 고찰

Photo.1은 액체의 공급압력을 0.5kgf/cm^2 으로 일정하게 유지하고 분무 공기압을 $0.3\sim 1.1\text{kgf/cm}^2$ 의 범위에서 0.2kgf/cm^2 간격으로 변화시키면서 촬영한 분무가시화 사진이다. 그림에서 보는 바와 같이 분무공기압이 0.3kgf/cm^2 인 경우 노즐출구 부근에서는 액주모양의 분무형태를 볼 수 있으며, 분무후류쪽에서도 비교적 큰 액적들이 존재함을 알 수 있다. 그러나 분무공기압을 점차 증가하여 액체의 공급압력과 동일한 0.5kgf/cm^2 에서는 노즐출구 부근에서의 액주길이는 현저히 줄어들고 후류쪽에서의 큰 액적들 또한 크기가 감소하는 것으로 나타났다.

이와 같이 분무공기압이 증가할수록 액주 길이는 감소하며 분무축상에 존재하는 큰 액적들의 크기도 점차 감소하여, 본 실험의 경우에는 분무 공기압 0.7kgf/cm^2 이상에서는 완전한 분무(complete spray jet)형상을 관찰 할 수 있었다.

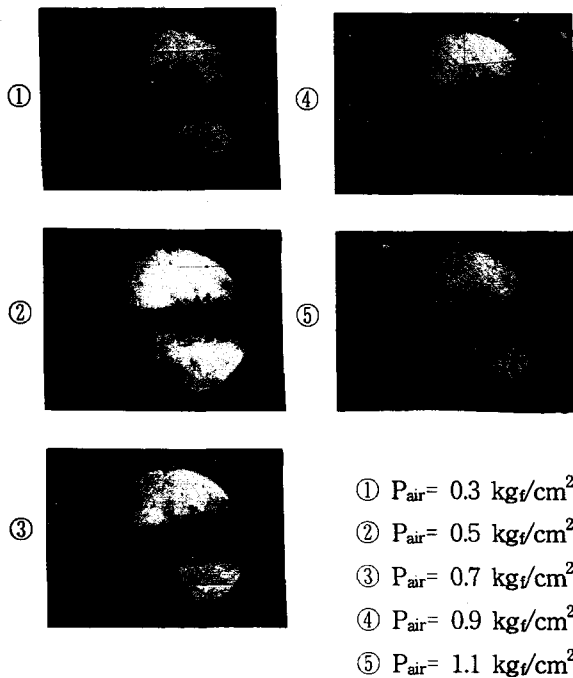


Photo.1 Photographs of liquid jet with atomizing air pressure

Fig.6은 Photo.1의 결과로부터 측정된 분무각을 나타낸다. 공기압이 액체의 분무압 보다 낮을 때는

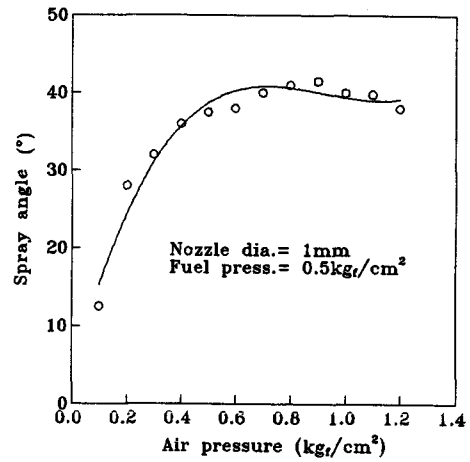


Fig.6 Spray angle with atomizing air pressure

액주형상으로 분무가 이루어지므로 분무각이 작으나, 공기압이 액체의 분무압보다 높게 되면 일정한 값에 접근하여 안정화하고 있음을 알 수 있다. 본 실험의 경우에는 대략 공기압 0.5kgf/cm^2 를 기준으로 이 보다 작은 구역에서는 공기압 증가에 따라 분무각이 급격히 증가하나 0.5kgf/cm^2 이상에서는 약 40° 를 유지한 후, 공기압이 더욱 증가하여 1.0kgf/cm^2 이상이 되면 분무각은 오히려 감소하는 경향을 보였다.

Fig.7은 액체의 공급압력을 0.5kgf/cm^2 로 일정하게 유지하고 분무공기압을 각각 변화시키면서 노즐 출구로부터 30mm 간격으로 300mm 지점까지 측정된 결과이다.

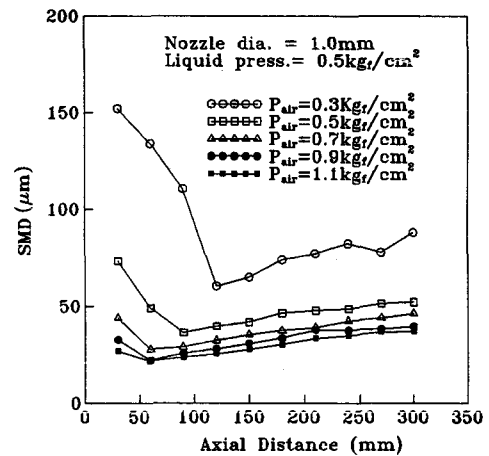


Fig.7 Variation of SMD with axial distance

그림에서 보는 바와 같이 노즐 출구 부근에서는

대체로 SMD의 값이 크며 축방향으로 진행함에 따라 SMD가 감소하다 서서히 증가하였다. SMD가 감소하는 현상은 특히, 분무공기압이 낮은 쪽에서 뚜렷하며 분무공기압이 증가할수록 감소되는 지점이 분류의 상류 쪽으로 이동하는 것으로 나타났다. 이와같은 경향은 분무액체의 공급압력 및 노즐직경이 변하여도 동일하였으며 본 실험에서는 모든 실험조건에 대하여 SMD의 변화가 적은 150mm지점에서 실험을 수행하였다.

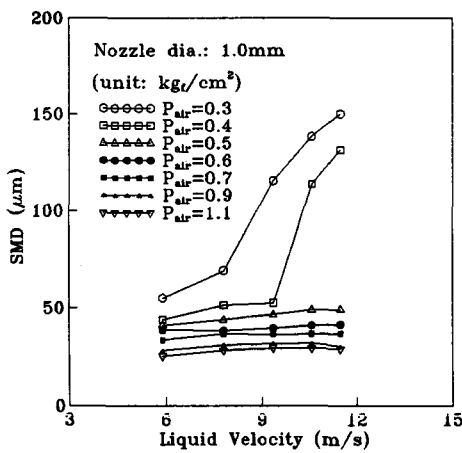


Fig.8 Variation of SMD with liquid velocity

Fig.8은 지름 1mm인 노즐에 대하여 분무 공기압력의 변화에 따른 분무액체 속도와 SMD의 변화를 나타내고 있다. 그림에서 보는 바와 같이 분무공기압이 0.5kg/cm² 이상이 되면 분무 액체속도가 증가하여도 SMD는 크게 변화하지 않았으나, 분무 공기압이 0.4kg/cm² 이하인 경우에는 분무 액체속도가 증가함에 따라 SMD가 크게 증가함을 알 수 있다.

이러한 현상은 분무공기의 운동에너지가 분무액체의 운동에너지 보다 상당히 크게 되면 분무액체의 크기는 분무공기의 운동에너지에 의하여 지배되며, 공기속도가 비교적 낮은 영역에서는 액체의 분출속도가 증가함에 따라 분열기구에 미치는 공기역학적인 영향은 감소하고 상대적으로 분무액체의 운동에너지의 증가가 액적분열에 영향을 끼치는 것으로 판단된다. 한편, 노즐지름이 0.8, 0.6mm인 경우에는 분무공기압이 0.4kg/cm² 이하에서도 SMD가 크게 변화하지 않았다.

Fig.9는 노즐출구에서의 분무공기와 액체의 상대

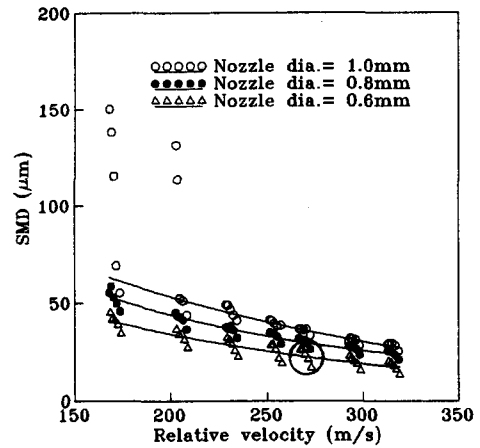


Fig.9 Relation between relative velocity at nozzle exit and SMD

속도에 따른 SMD의 변화를 나타낸 것으로, 상대속도가 증가함에 따라 SMD가 감소하는 경향을 보이고 있다. 그림에서 원으로 표시된 부분은 같은 분무 공기속도에 대하여 분무액체의 속도가 변화하는 경우로서, 분무액체의 속도가 증가함에 따라 SMD가 다소 증가하고 있다. 이 경우 분무액체의 속도가 증가하면 분무공기와 상대속도가 작아져 SMD가 증가되기는 하나, 본 실험의 경우 액체속도의 증가에 따른 상대속도의 감소는 매우 작기 때문에 SMD의 변화는 액체 운동에너지의 증가에 따라 노즐출구에서의 상대속도 영향을 덜 받는 것으로 생각된다. 이와같은 영향은 그림에서 보는 바와 같이 공기속도가 작을 경우 즉 공기속도에 대한 액체속도의 비가 큰 경우 더욱 크게 나타나고 있으며, 이러한 현상은 같은 실험조건에서 노즐지름의 증가에 따른 SMD의 증가로 뒷받침 할 수 있다.

Fig.10은 불안정이론에 의하여 구하여진 파장과 SMD를 비교한 것으로(노즐지름 1mm의 경우 공기압 0.3kg/cm² 및 0.4kg/cm²의 데이터중 100μm 이상은 제외), 그림에서 보는 바와 같이 파장과 SMD는 선형적인 관계를 가지나 각각의 노즐 지름에 대하여 서로 다른 선형관계가 있으며, 또한 계산된 파장값과 SMD값의 차이가 현저함을 알 수 있다. 이것은 분무 공기속도가 분무후류쪽에서도 일정하다고 가정한 파장 계산과는 달리 본 연구에서 사용한 노즐의 경우는 공기 속도가 분무후류로 진행함에 따라 현저히 떨어지게되고 이 속도의 감소는 초

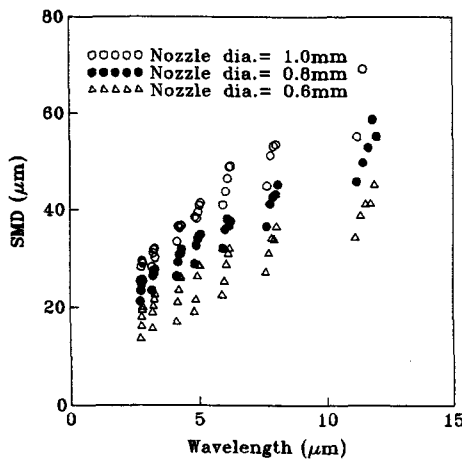


Fig.10 Comparison of SMD and wavelength calculated with relative velocity at nozzle exit

기 분열이 일어날때까지 영향을 미치게된다. 따라서, 액체와 공기의 상대속도는 노즐출구로 부터 초기분열이 끝나는 지점까지의 속도변화를 고려하여야 하나,^[9] 본 연구에서는 노즐출구에서의 상대속도와 초기분열이 끝난 후의 상대속도의 평균값으로 부터 평균상대속도를 구하였다. 초기분열이 끝난 후의 상대속도는 운동량 방정식^[10,11]으로 부터 다음 식으로 나타낼 수 있으며,

$$U_R = \frac{u_a}{1 + \frac{m_l}{m_a}} \tag{8}$$

평균상대속도는 식 (8)과 노즐출구에서의 상대속도로 부터 다음식으로 나타내어 진다.

$$U_{mean} = \frac{(u_a - u_l) + U_R}{2} \tag{9}$$

한편, 상대속도는 분무후류로 진행함에 따라 감소의 폭이 줄어들기 때문에 이 영향을 고려하여 평균상대속도는 다음식으로 나타낼 수 있다.

$$\Delta U_{mean} = 13.25 [U_{mean} / (\frac{d}{d_{ref}})]^{0.38} \tag{10}$$

이때, 평균상대속도(ΔU_{mean})는 액체 노즐지름과

밀접한 관계가 있으므로 이 영향을 고려하였다. 여기서, 액적의 분열에 영향을 미치는 평균상대속도는 공기와 액체의 질량유량비 및 노즐지름에 따라 변화하고 있는 것으로 미루어 보아 앞서 언급된 바와 같이 액체의 운동에너지가 액적의 크기에 영향을 미치게 됨을 알 수 있다.

Fig.11은 평균상대속도로 부터 계산된 파장과 SMD를 비교한 것으로, 그림에서 보는 바와 같이 액체노즐지름의 크기에 관계 없이 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 따라서, 보정된 공기속도를 이용하여 불안정이론에 의하여 계산된 파장으로 부터 분무되는 액적의 평균지름을 예측 할 수 있다.

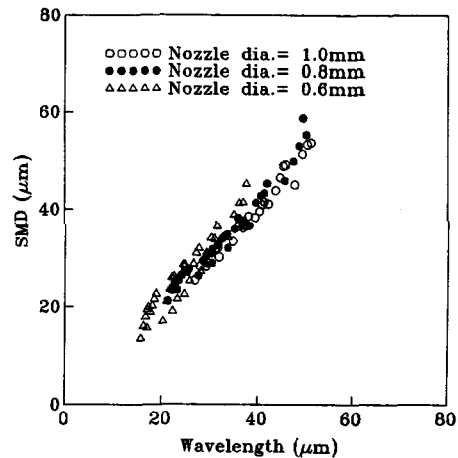


Fig.11 Comparison of SMD and wavelength calculated with calibrated relative velocity

5. 결론

본 연구에서는 2유체 동축 노즐의 분무특성 평가를 위하여 실험조건에 따른 분무 액적의 평균지름을 측정하였으며, 측정된 평균액적지름과 불안정 파동이론에 의하여 계산된 파장과 의 관계로 부터 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 축방향에 따른 분무 액적의 평균지름은 노즐 출구 부근에서는 크며 일정구간을 지나면서 감소하다가 분류의 후류쪽으로 진행함에 따라 서서히 증가하는 경향을 보였다.
- (2) 공기와 액체의 상대속도가 증가하면 평균액적 지름은 감소한다.

(3) 공기속도에 대한 액체속도의 비가 일정값 이상으로 커지면 평균액적지름에 크게 영향을 미치게 되고, 또한 같은 실험조건에서 노즐지름이 클수록 평균액적지름은 증가하게 된다.

(4) 노즐출구에서의 상대속도를 이용하여 불안정이론으로부터 계산된 파장은 분무후류로 진행함에 따른 상대속도의 감소로 인하여 측정된 액적의 크기에 비해 상대적으로 작게 된다.

(5) 따라서, 보정된 평균상대속도를 이용하여 불안정이론 파장을 구하면 노즐직경에 관계없이 분무액적의 평균지름을 예측할 수 있다.

tion", Hemisphere Publishing Corporation, New York

(11) L.D. Wigg, 1964, 5

참고문헌

- (1) A.H. Lefebvre, 1989, "Atomization and Sprays", Hemisphere Publishing Corporation, New York
- (2) 김인구, 1989, "두개의 와류분무노즐에서 분사되는 이중분무의 특성에 관한 연구", 박사학위논문, 한국과학기술원
- (3) R.D. Reitz and F.V. Bracco, 1982, "Mechanism of Atomization of a Liquid Jet", Phys. Fluids, Vol.25, No.10, pp.1730-1742
- (4) J. Kitscha and G. Kocamustafaogullari, 1989, "Breakup Criteria for Fluid Particles", Int. J. Multiphase Flow, Vol.15, No.4, pp.573-588
- (5) R.D. Reitz, 1987, "Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays", Atomization and Spray Technology 3, pp.309-337
- (6) 植田辰洋, 1981, "氣液二相流", 太和出版社, pp. 71-76
- (7) H.Sh. Irving, 1982, "Mechanics of Fluids", McGraw-Hill Book company
- (8) L.G. Dodge, 1984, "Change of Calibration of Diffraction Based Particle Sizers in Dense Sprays", Optical Eng., Vol.23, pp.626-630
- (9) N. Rajaratman, 1980, "噴流", 森北出版社, pp. 206-222
- (10) A.H. Lefebvre, 1983, "Gas Turbine Combustion", Hemisphere Publishing Corporation, New York