

오리피스 내부유동에 따른 like-doublet 인젝터의 분열 특성

The Effects of Orifice Internal Flow on the Breakup Characteristics of Liquid Sheets Formed by Like-Doublet Injectors

정기훈 · 김태옥 · 윤영빈*
K. H. Jung, T. O. Khil, Y. B. Yoon

Abstract

The breakup characteristics of liquid sheets formed by like-doublet injector were investigated in the cold-flow and atmospheric ambient pressure condition. The sheet breakup wavelength, which induces the sheet to be broken into ligaments, as well as the sheet breakup length, which is important for the flame location, was measured using a stroboscopic light. The liquid ligaments are formed intermittently after the breakup of sheet, and the wavelength of ligaments has been believed to have a relation to the combustion instability of liquid rocket engine. Therefore, the wavelength of ligaments and the breakup length of ligaments into fine drops were also measured. Since these spray characteristics are affected by the flow characteristics of two liquid jets before they impinge on each other, we focused on the effects of orifice internal flow such as the cavitation phenomenon that occurs inside the sharp-edged orifice. From the experimental results, we found that the liquid jet turbulence delays the sheet breakup and makes shorter wavelengths for both sheets and ligaments. Since the turbulent strength of sharp-edged orifice is stronger than that of round-edged orifice, the shape of orifice entrance results in large differences in the spray characteristics. Using these results, we proposed empirical models on the spray characteristics of the like-doublet injector, and these models are believed to provide some useful and actual data for designing liquid rocket combustors.

주요기술용어(Key Words): internal flow(내부유동), liquid sheet breakup(액막분열), like-doublet injector, breakup length(분열길이), breakup wavelength(분열파장)

기 호 설 명

C_d	오리피스 유량계수	Oh	Ohnesorge 수 ($= \mu / (\rho_l \sigma d_o)^{0.5}$)
l_j	제트의 충돌거리	P_B, P_1	배압 및 오리피스 전압력 ($= \Delta P + P_B$)
$d_o, L/d_o$	오리피스 직경 및 길이 대 직경비	P_i	액체의 증기압
		Re_j	제트의 Reynolds 수 ($= \rho_l U_j d_o / \mu$)
		U	속도
		We_j	제트의 Weber 수 ($= \rho_l U_j^2 d_o / \sigma$)
		x_b, t_b	분열거리 및 분열시간 ($= x_b / U$)

* 서울대학교 기계항공공학부

λ_b, f_b	분열과장 및 분열주파수 ($= U/\lambda_b$)
θ	제트의 충돌 반각
ρ_g, ρ_l	기체 및 액체의 밀도
σ, μ	표면장력 및 점성계수
ΔP	분사압

하첨자

j, l, s 액체 제트, 액주 및 액막

1. 서론

두 액체 제트의 충돌 모멘텀을 이용하여 액체 추진제를 미립화시키는 like-doublet 인젝터는 구조가 간단하고 고유량의 추진제를 분사할 수 있으며 연소실 벽면 열전달에 유리하기 때문에 액체로켓에 많이 사용되어 왔다[1]. 때문에 이 인젝터에 의한 실험적, 이론적 연구들이 꾸준히 진행되어 왔다.

Taylor[2]는 물을 사용하여 액막의 모양과 두께를 이론적으로 계산하였고 실험적으로 비교하였다. 그러나 이는 제트의 분사속도가 매우 낮을 때에만 성립되며, 속도가 클 때에는 두 제트의 충돌시에 형성되는 액막 내부의 파(wave)의 성장과 분열 메커니즘에 의해 분무 특성이 결정된다는 사실이 Dombrowski와 Hooper에 의해 밝혀졌다[3]. 이 분열 메커니즘에 의하면, like-doublet 인젝터의 분사 형태는 충돌과에 의한 주기적인 분열을 보여주는데, Heidmann 등[4]은 분무 방향에 가로지르는 빛의 강도의 주기성을 바탕으로 분무의 주파수를 측정하였다. Anderson 등[5]은 분열 주기성에 초점을 두어 이 주파수가 실제 액체 로켓 엔진의 인소불안정 주파수와 유사한 특성을 보인다고 보고한 바 있다.

그러나, 이와 같은 일련의 실험결과들은 이론치와 일치하고 있지 않을 뿐만 아니라, 실험치 조차도 일관되지 못하고 있어, 아직까지 신뢰할 수 있는 분무 모델이 제시되지 않고 있다. 이는 여러 연구자들이 사용한 인젝터 오리피스스의 재질과 내부 표면거칠기, 오리피스 가공정밀도 등의 오리피스 형상이 동일하지 못하였기 때문인 것으로 판단된다.

액체 제트의 종류 또는 난류 특성이 액막의 분열 메커니즘에 상당한 영향을 미치고[3] 난류 강도가 오리피스의 내부유동에 강한 영향을 주기 때문에 like-doublet 인젝터의 오리피스 내부조건은 매우 중요하다고 할 수 있다. 특히 오리피스 입구가 사각 형상(sharp-edged)인 경우 캐비테이션의 발생하여 유동을 불안정하게 한다는 사실이 알려져 있다[6]. 이 캐비테이션이 오리피스 내부에서 완전히 성장하게 되면 유동이 오리피스 벽면으로부터 분리되는 수력튀김(hydraulic flip)이 발생하는데 이 수력튀김 현상은 추진제의 질량 유량을 감소시키고 충돌형 인젝터에서 심각한 문제로 인식되는 비충돌(mis-impingement) 현상을 야기한다. 실제 액체 로켓 연소기내의 고압상태에서는 이 수력튀김 현상이 쉽게 발생되지 않는다고 알려져 있지만 캐비테이션은 오리피스 내부에 여전히 존재하며 난류 제트 유동을 만든다[7].

Tamaki 등[8]은 디젤 엔진에서 사각 또는 원형(round-edged) 오리피스를 이용하여 제트의 분열 길이를 측정하였으며, Nurick[6]은 캐비테이션이 unlike-doublet 인젝터의 혼합효율을 감소시킨다고 하였다. 그러나 like-doublet 인젝터에 의해 형성되는 액막의 분무특성에 대한 캐비테이션의 효과에 대해서는 아직까지 보고된 바가 없다. 따라서 본 연구에서는 오리피스의 내부유동을 가시화하여 내부유동 특성이 액막의 분열길이 및 분열 과장 등에 미치는 영향에 대해 알아보았다. 또한 실험결과로부터 실제 로켓에 일반적으로 사용되는 사각 오리피스 like-doublet 인젝터의 분무 모델을 Weber 수, 충돌각, 액체의 물성치등으로 표현하였다.

2. 실험 방법 및 장치

Fig. 1에서와 같이 사각 및 원형 오리피스로 구성된 like-doublet 인젝터를 설계하였다. Vennards[8]의 실험결과에 의하면, 오리피스 입구의 곡률반경이 오리피스 직경의 0.14 배가 되면 캐비테이션이 발생하지 않기 때문에 원형 오리피스의 입구 곡률반경을 오리피스 직경과 동일하게 하였다. 이 경우, 오리피스의 내부유

동은 Fig. 1(a)에 보이는 바와 같이 교란이 없는 내부 유동을 보이는 것을 확인할 수 있었다. 이와 반대로 사각 오리피스(Fig. 1(b))는 입구에서 유동방향이 크게 변하여 난류 특성을 보이며 일정 압력 이상에서는 정압이 포화증기압보다 낮아져서 캐비테이션이 발생하였다. 이러한 난류 유동은 L/d_0 가 400 이상이어야 속도 분포가 완전히 성장되는데[3], 본 실험에서 사용된 오리피스의 길이는 매우 짧기 때문에 강한 난류 제트를 형성하고 있다.

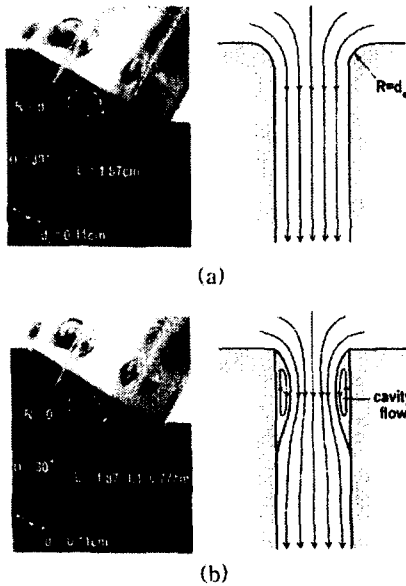


Fig. 1 The orifice design and schematics of internal flow: (a) round-edged orifice and (b) sharp-edged orifice.

Table 1. Dimensions of orifice design parameters and experimental conditions.

Orifice Design Parameters	Dimensions
orifice entrance shape	round, sharp
orifice diameter, d_0 [cm]	0.11
pre-impingement length [cm]	$0.55(=5d_0)$
ratio of orifice length diameter	17
Experimental Conditions	Ranges
fuel simulant	water, kerosene
impingement angle, 2θ [deg.]	50,60,70,80,90
injection pressure, ΔP [bar]	1,2,3,4,5,6
jet injection velocity, U_j [cm/s]	950~3000

Table 1은 오리피스의 설계치수와 실험조건을 보여주고 있다. 오리피스의 직경은 0.11cm이고, 안정적인 유동을 얻기 위해 L/d_0 를 실제 인젝터에서 사용되는 5~10보다 큰 17로 설계하였다. 두 제트의 충돌위치는 오리피스 직경의 5배를 유지하였고, 분사압은 1~6bar, 충돌각은 50~90° 까지 변화를 주었다. 제트의 분사속도는 분사압에 의해 950~3000cm/s로 조절되는데 Kline 등[10]에 의하면, 제트의 분사속도가 3000cm/s보다 클 경우에는 충돌 이전에 제트의 미립화가 일어나므로 액막분열의 주기성이 사라진다고 하였다. 그러나 본 실험의 분사속도는 3000cm/s보다 작기 때문에 모든 실험조건에서 분열 파장을 측정할 수 있었다.

Fig. 2는 액막에서 액주, 다시 액주에서 액적으로 분열되는 like-doublet 인젝터의 미립화 과정을 보여주고 있다. 액막의 분열 길이($x_{b,s}$)는 충돌점으로부터 액막의 끝단까지의 x축상의 거리로, 액주의 분열 길이($x_{b,l}$)는 액막의 끝단부터 액적이 발생하는 지점까지의 거리로 정의한다. 액막이 분열될 때 액막의 파장($\lambda_{b,s}$)은 액막의 분열을 유발하는 특징 파장이 존재한다는 선형 불안정 이론의 중요한 변수이다[11]. 한편, 액막의 분열에 의해 형성되는 액주 또한 주기적으로 형성되는데, 액막으로부터 분열될 때 표면장력 또는 점성과 같은 액막의 구속력으로부터 벗어나기 때문에 액주의 파장이 액막의 분열파장 보다 더 크게 나타난다. 따라서 액막의 끝단부터 최초의 액주까지의 거리를 액주의 분열파장($\lambda_{b,l}$)으로 정의하였다.

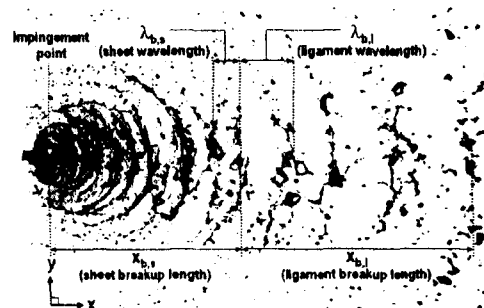


Fig. 2 The breakup pattern of liquid sheet formed by like-doublet injector and definitions of breakup characteristic parameters.

3. 액체 제트의 유동 특성

Fig. 3은 각 오리피스의 유량계수를 보여주고 있는데 원형 오리피스의 유량계수가 사각 오리피스보다 크게 나타났다. 사각 오리피스의 경우 분사압이 약 2.5 bar 이상일 경우 유량계수가 감소하는데, Nurick[6]은 캐비테이션이 발생할 경우 사각 오리피스의 유량 계수가 다음과 같은 식에 의해 결정된다고 하였다.

$$C_d = 0.62 [(P_1 P_v)/(P_1 P_b)]^{0.5} \quad (1)$$

따라서 사각 오리피스는 2.5 bar 이상에서 오리피스 내부에 캐비테이션이 발생한다는 것을 예측할 수 있다. Nurick [6]에 의하면 이 수력튀김 현상은 유량계수 곡선에 의해 예측될 수 있는데 측정된 유량 계수가 식 (1)에 의해 얻어진 값보다 낮아져 일정하게 유지될 경우를 수력튀김의 발생으로 간주 하였다. 그러나, 본 오리피스는 그러한 현상을 보이지 않으므로 실험 조건에서 수력튀김은 발생하지 않는 것으로 보여진다.

Fig. 4는 제트의 특성에 있어서 매우 중요한 변수인 분사속도에 대한 물과 케로신의 내부유동과 제트의 형상을 보여주고 있다. 이때 분사속도는 다음의 식으로부터 구하였다[12].

$$U_i = C_d (2\Delta P/\rho)^{0.5} \quad (2)$$

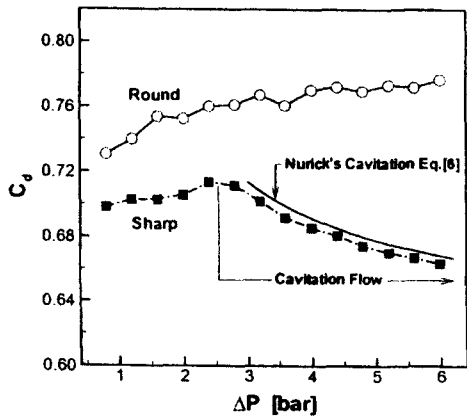
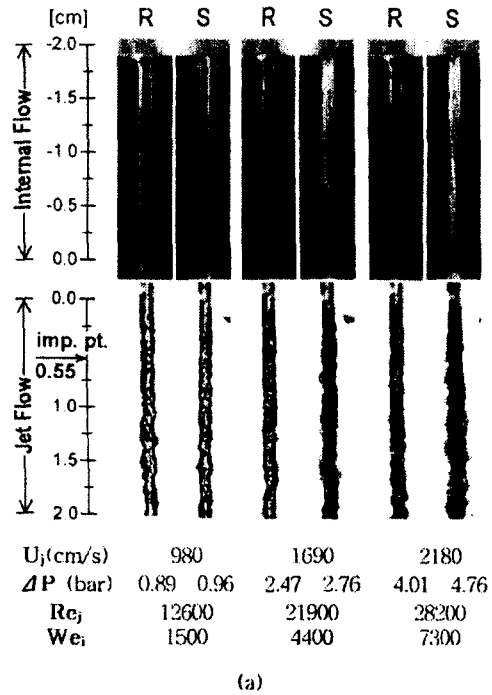
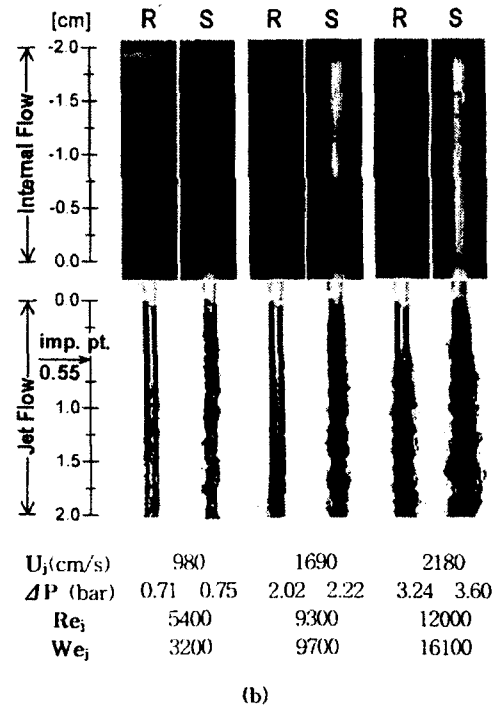


Fig. 3 The discharge coefficients of round and sharp-edged orifices as a function of injection pressure



(a)



(b)

Fig. 4 Visualization of internal flow and liquid jets for round and sharp-edged orifices as a function of injection velocity: (a) water simulant and (b) kerosene simulant

Fig. 4(a)는 물을 사용한 경우를 보여주고 있는데 제트의 속도가 980cm/s 일 때는 오리피스 입구모양과 상관없이 오리피스 내부 유동과 제트 형상에 큰 차이가 발견되지 않았다. 그러나 속도가 증가시키면(1690cm/s), 사각 오리피스 내부에서는 캐비테이션 현상이 발생하였다. 이때 제트는 캐비테이션에 의해 난류 강도가 커지는 것을 알 수 있다. 분사속도가 2180cm/s 인 경우는 캐비테이션이 사각 오리피스 내부에 완전 성장하여 제트의 난류 강도가 더욱 증가하였다. 그러나 원형 오리피스는 속도가 증가하여도 제트의 난류강도는 크게 증가하지 않았다.

Fig.4(b)는 같은 분사속도에서 케로신 제트가 물 제트보다 사각 오리피스에서 제트의 난류강도가 더 큰 것을 보여주고 있는데, 이는 케로신의 표면장력이 물보다 작아서 오리피스 출구에서 빠르게 확산되기 때문이다. 원형 오리피스의 경우 낮은 분사속도(980cm/s)에서는 층류 제트이지만 분사속도(1690cm/s)가 증가하면 층류의 경계가 난류의 중심부를 감싸는 반난류(semi-turbulent)를 형성한다[12].

제트의 난류 강도를 정량적으로 비교하기 위해 100장의 순간 사진을 분석하여 충돌위치에서의 제트의 직경을 측정하였다. Fig. 5에 의하면 물의 경우, 원형 오리피스의 제트 직경은 We수가 증가함에 따라 크게 변화하지 않지만, 사각 오리피스의 제트 직경은 내부에 캐비테이션이 발생할 때 빠르게 증가하고 캐비테이션이 완전 성장되었을 때는 천천히 증가하는 S-곡선 형상을 보여준다. 원형 오리피스의 케로신 제트의 경우, 제트의 특성이 층류로부터 난류로 빠르게 변하기 때문에 제트의 직경 증가율이 물 제트보다 매우 크다는 것을 알 수 있다.

Fig. 4와 5로부터 액막의 분열 매커니즘에 중요한 변수로 알려져 있는 We 수가 동일하여도 오리피스 입구 형상에 따라 제트 형상이 다르므로 이로부터 형성되는 액막의 분열 특성 또한 차이가 있을것으로 예상된다. 특히, 캐비테이션이 충돌점의 위치에서 제트의 구조에 영향을 미치기 때문에 내부 유동 특성은 충돌형 인젝터의 분무 특성에 매우 중요한 변수임을 예측할 수 있다.

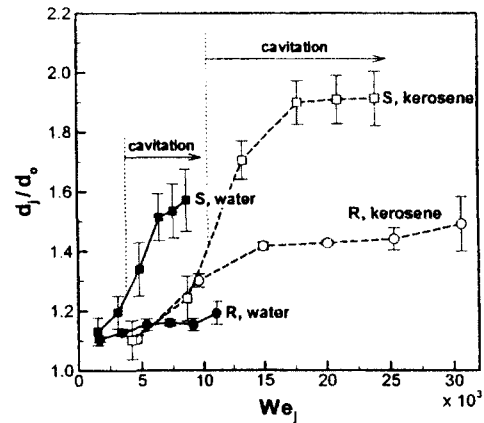


Fig. 5 Single jet diameter at the impingement point as a function of Weber number of jet.

4. 액막과 액주의 분열길이

스트로보스코프 광원을 사용하여 얻은 순간 분무사진으로부터 액막과 액주의 분열길이를 측정하였는데, 100장의 이미지를 평균하였고 이때 편차는 10%를 넘지 않았다.

Fig. 6(a)는 제트 We 수의 함수로서 액막의 분열길이($x_{b,s}$)를 보여준다. We 수가 증가하면 액막의 속도가 증가하기 때문에 액막의 분열길이는 길어질 것으로 예상할 수 있으나 실험결과는 이와는 반대로 오리피스 형상에 관계없이 물이나 케로신 모두 We 수가 증가함에 따라 액막의 분열가 짧아졌다. 이는 두 제트의 충돌력의 효과가 액막의 분열에 더 크게 작용하기 때문인 것으로 판단된다.

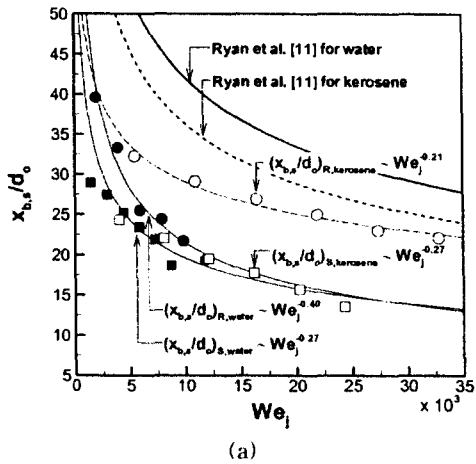
물의 경우, Fig. 4와 5에서 보여지는 바와 같이 We 수가 작을 때 (1500) 제트의 직경이 사각과 원형 오리피스 모두 유사하지만 원형 오리피스의 분열 길이(symbol ●)가 사각 오리피스의 분열길이(symbol ■) 보다 훨씬 더 크게 나타난다. 따라서 제트의 형상이 유사하지만 오리피스 내부의 유동 특성은 다를 것으로 생각된다. 그러나 사각 오리피스의 액막의 분열길이 감소율이 원형 오리피스 보다 작기 때문에 분열길이의 차이는 We 수가 증가함에 따라 줄어드는 것을 확인할 수 있다. 이는 사각 오리피스의 경우 캐비테이션에 의해 제트의 난류가 증가하는데 이로 인해 두 제트의 충돌력이

약해지기 때문이다. 케로신의 경우는 Fig. 5에 보여주는 바와 같이 원형과 사각 오리피스 모두 We 수가 증가하면 난류 강도가 크게 증가하므로 액막의 분열길이는 물에 대한 사각 오리피스와 유사한 경향성을 보인다.

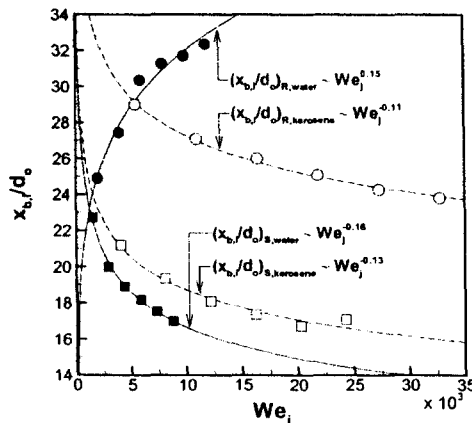
액막의 분열 길이에 대해 Huang [13]은 We 수가 2000 이상인 경우 다음과 같은 식을 제하였다.

$$x_{b,s}/d_0 = 7.1(\rho_g/\rho_l)^{2/3} We_j^{1/3} \quad (3)$$

Huang은 수직으로 충돌하는 제트만을 연구하였기 때문에 충돌각의 효과는 고려하지 않았다.



(a)



(b)

Fig. 6 The breakup lengths of liquid sheet ($x_{b,s}$) and ligament($x_{b,l}$) as a function of We number of jet ($\theta=30^\circ$, R and S indicate round and sharp-edged orifices, respectively): (a) sheet breakup length and (b) ligament breakup length

Ryan 등[11]은 Dombrowski와 Hooper[14], Hasson과 Peck[15] 등의 선형불안정 이론을 기본으로 하여 like-doublet 인젝터의 분열길이를 다음과 같이 제시하였다.

$$x_{b,s}/d_0 = 5.451(\rho_g/\rho_l)^{2/3} [We_j f(\theta)]^{-1/3}$$

$$f(\theta) = (1 - \cos \theta)^2 / \sin^3 \theta \quad (4)$$

Ryan 등[11]이 제시한 모델은 Fig. 6(a)에 보이는 바와같이 그 절대적인 크기는 실험결과와 큰 차이를 보이나 경향은 유사하다. 그러나 이 모델에 따르면 실험결과와는 반대로 케로신의 분열길이(점선)가 물(실선)보다 더 작게 나타나는데 다고 하였는데, 이는 선형 불안정 이론에서 액막의 파장의 크기는 액체 밀도가 감소함에 따라 증가하므로 물보다 밀도가 더 작은 케로신 액막이 더 빨리 분열되기 때문이다. 그러나 본 실험에서는 두 제트의 충돌력이 선형 불안정 이론의 공기역학적 힘보다 더 중요한 난류 액막을 형성[3]하는데, 같은 We 수에서 케로신과 물 제트의 충돌력은 같기 때문에 액막의 분열길이는 제트의 난류강도에 의해 결정된다고 할 수 있다. 다시말해, Fig. 4와 5에서와 같이 케로신의 난류 강도가 물보다 더 크기 때문에 케로신 액막의 분열 길이는 물보다 더 커지게 된다.

Fig. 6(b)는 액주가 액적으로 분열되는 거리를 의미하는 액주의 분열길이($x_{b,l}$)의 변화를 보여주고 있다. 물의 경우 사각 오리피스의 액주의 분열길이(symbol ■)는 We 수가 증가함에 따라 감소하지만(즉, $We_j^{0.16}$ 에 비해), 원형 오리피스의 액주의 분열길이(symbol ●)는 $We_j^{0.15}$ 에 비례하여 증가한다. Dombrowski와 Hooper [3]에 따르면, 제트가 액막이나 액주로 전환되는 과정에서 에너지의 소산이 발생하지 않기 때문에 액막속도(U_m)나 액주속도(U_j)는 제트가 분사될 때의 속도(U_j)를 유지한다. 따라서, 제트의 We 수($\rho_l U_j^2 d_0 / \sigma$)가 증가함에 따라, 액주의 속도 또한 증가하는데, 액주의 속도의 증가는 액주의 분열길이에 대해 두가지 상반된 결과를 가져온다. 즉, 속도의 증가에 따라 액주의 침투길이가 길어져서 분열 길이가 길어진다는 것과 공기와의 항력이 증가함에 따라 분열 길

이가 짧아진다는 것이다. 그러나, 본 실험에서와 같이 제트와 주위 기체간의 상대속도가 제트의 속도에 비해 크지 않은 경우에는 공기와의 항력은 중요치 않다는 사실이 알려져 있다 [16-17]. 따라서, 물에 대한 원형 오리피스 액주의 분열길이는 액주의 침투길이에 관련되어 We 수에 따라 증가한다.

이에 반하여, 물에 대한 사각 오리피스 (symbol ■)와 케로신에 대한 원형 오리피스 (symbol ○) 또는 원형 오리피스 (symbol □)의 액주 분열길이는 We 수가 증가함에 따라 서로 유사한 감소율로 감소하게 된다. 이는 액주의 결속력이 난류강도의 증가에 따라 약해지므로 난류 강도가 강할수록 분열이 빨리 일어나기 때문으로 판단된다. 이러한 난류 효과는 침투길이의 증가에 의한 효과보다 더 커서 위의 세 경우에 있어서는 액주의 분열길이가 We 수의 증가에 따라 감소하게 된다. 그러나 물에 대한 원형 오리피스의 난류강도의 증가는 Fig. 5와 6에서와 같이 We 수에 대해 큰 변화가 없기 때문에 액주의 침투길이의 증가가 난류에 의한 감소 효과보다 더 크게 되어 액주의 분열길이는 증가하게 된다.

액막과 액주의 분열 길이에 대한 충돌각의 효과를 확인하기 위해, We 수를 5900으로 고정시키고 충돌각을 변화시켜 액막과 액주의 분열길이를 측정하였다(Fig. 7). 두 제트의 충돌력은 $\sin^2 \theta$ 에 비례하지만 [3] 제트의 난류강도는 We 수가 고정되어 있기 때문에 크게 변화하지 않는다. 따라서, Fig. 7은 난류 강도의 효과는 배제한 상황에서 충돌각의 효과만을 보여주고 있다.

Fig. 6으로부터 물에 대한 원형 오리피스 및 사각 오리피스 액막의 분열길이는 각각 $We_j^{0.40}$ 과 $We_j^{0.27}$ 에 비례함을 알 수 있었다. 그러나 충돌력만을 고려한 Fig. 7의 결과는 두 경우 모두 $(\sin^2 \theta)^{0.6}$ 에 비례하므로, We와 $\sin^2 \theta$ 간의 지수의 차이(원형 오리피스의 경우 $-0.40 - (-0.60) = +0.20$, 사각 오리피스의 경우 $-0.27 - (-0.60) = +0.33$)는 분열길이에 있어서 난류강도의 효과를 정량적으로 보여준다. 다시말해, 앞에서 언급한 바와 같이 원형 오리피스의 난

류강도가 사각 오리피스보다 작기 때문에 난류 효과에 의한 액막의 분열길이 증가가 상대적으로 작아지게 된다.

또한 Fig. 7은 원형 오리피스(symbol ○)와 사각 오리피스(symbol □)의 액주의 분열길이의 감소율이 액막보다 낮다는 사실을 보여주고 있는데, 이는 액주가 충돌점에서 더 멀리 떨어져 있기 때문에 액주의 분열이 충돌력에 덜 민감하기 때문으로 판단된다.

Fig. 6과 7의 결과로부터 제트의 난류강도와 두 제트의 충돌력은 액막과 액주의 분열 길이 모두에 중요하다는 사실을 알 수 있다. 또한 실험 결과로부터 다음과 같이 사각 오리피스의 액막과 액주의 분열길이에 대한 실험식을 얻을 수 있었다.

$$x_{b,s}/d_0 = 97.3 We_j^{-0.27} (\sin \theta)^{-1.20} \quad (5)$$

$$x_{b,l}/d_0 = 69.8 Oh^{0.004} We_j^{0.14} (\sin \theta)^{-0.38} \quad (6)$$

여기서 Oh 수는 물과 케로신의 밀도, 점성력, 표면장력 등의 차이를 보정하기 위해 사용되었는데 [12], 식 (5)에서와 같이 액막의 분열길이는 Oh 수와 관련이 없다는 사실이 흥미롭다.

식 (5)와 (6)의 분열길이를 액막과 액주의 속도로 나누어 다음과 같이 액막과 액주의 분열 시간을 예측할 수 있었다.

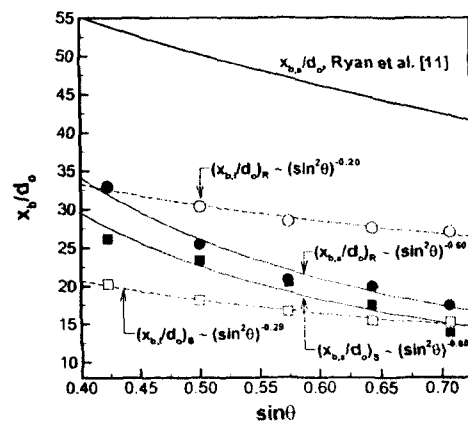


Fig. 7 The breakup lengths of liquid sheet ($x_{b,s}$) and ligament ($x_{b,l}$) as a function of the sine of half impingement angle (water simulant, $We_j=5900$).

$$t_{b,s,water} = 0.42We_j^{0.77}(\sin \theta)^{1.20},$$

$$t_{b,s,kerosene} = 0.62We_j^{0.77}(\sin \theta)^{1.20} \quad (7)$$

$$t_{b,l,water} = 0.17We_j^{0.64}(\sin \theta)^{0.58},$$

$$t_{b,l,kerosene} = 0.29We_j^{0.64}(\sin \theta)^{0.58} \quad (8)$$

여기서 분열시간의 단위는 초(sec.)이며 액막과 액주의 속도는 제트의 속도와 같다고 가정하였다[3]. 위의 식들로부터 같은 We 수와 충돌각에서 물의 액막이나 액주의 분열시간이 케로신보다 각각 50%, 70% 정도 더 길다는 사실을 알 수 있었다.

5. 액막과 액주의 분열과장

Squire [18]는 선형 불안정 이론을 사용하여 액막의 분열과장을 다음과 같이 제안하였다.

$$\lambda_{b,s}/d_0 = 4 (\rho_w/\rho_l)^{1/2} We_j^{-1} \quad (9)$$

그러나, Fig. 8(a)의 실험 결과와 비교해 볼 때 이 모델이 We 수의 효과를 지나치게 과대평가하여 과장의 크기를 실험결과보다 매우 작게 예측하고 있음을 알 수 있다. 더욱이 Squire의 모델은 본 실험과는 대조적으로 같은 We 수에서 케로신 액막의 분열 과장(접선)이 물(실선)보다 더 짧다고 하였는데, 이는 Squire는 직사각형 슬릿에서 분무되는 액막을 모델로 하였기 때문에 제트의 충돌력을 고려하지 않았기 때문으로 판단된다. 따라서, Fig. 8(a)는 충돌력이나 제트의 난류특성을 고려하지 않는 선형 불안정 이론은 like-doublet 인젝터에서 형성되는 액막의 분열을 예측하는데 적합하지 않다는 사실을 보여준다.

Fig. 8(a)의 액막의 분열과장은 액막의 분열 길이와 유사한 경향성을 보여주는데 물에 대한 원형 오리피스스의 과장($We_j^{0.31}$ 에 비례)은 물에 대한 사각 오리피스($We_j^{0.21}$ 에 비례) 또는 케로신에 대한 원형 오리피스($We_j^{0.25}$ 에 비례), 사각 오리피스($We_j^{0.21}$ 에 비례) 등 보다 We 수에 민감하다는 사실을 알 수 있는데, 이 또한 충돌력과 제트의 난류강도로 설명될 수 있다. 액막과 액주의 과장에 대한 충돌력의 효과를 보여주는 Fig. 9로부터 원형 및 사각 오리피스스의

액막의 과장은 각각 $\sin^2 \theta^{0.37}$ 과 $\sin^2 \theta^{0.13}$ 에 비례하는 것을 알 수 있다. 이를 Fig. 8(a)의 결과와 비교하면, 물에 대한 원형 오리피스스의 난류강도는 크게 변하지 않기 때문에 액막의 과장에 대한 지수의 변화는 크지 않다. 반면에 난류 제트는 액막내의 파가 완전히 성장하는 것을 방해하기 때문에, 난류 강도가 큰 사각 오리피스스의 과장의 지수 변화는 크다(-0.12에서 -0.24). 즉, -0.12의 감소는 제트의 난류강도로 인해 과장이 짧아진 결과라고 할 수 있다.

Fig. 8(b)의 액주의 분열 과장은 Fig. 2에서 예측하였던 바와 같이 액막보다 크게 나타나지만 오리피스스 입구 형상과 액체의 종류에 대한 경향성은 매우 유사하다. 따라서 액주의 과장은 액막의 과장에 의존한다는 것을 알 수 있다. 그러나, 액주의 분열 과장은 Fig. 9에서 보인 것처럼 오리피스스 입구 형상과 무관하게 충돌각에 큰 영향을 받지 않는다.

Fig. 8과 9의 결과로부터 사각 오리피스스의 액막과 액주의 분열 과장에 대한 실험식을 다음과 같이 얻을 수 있었다.

$$\lambda_{b,s}/d_0 = 45.20h^{0.096} We_j^{0.24}(\sin \theta)^{0.24} \quad (10)$$

$$\lambda_{b,l}/d_0 = 46.70h^{0.078} We_j^{0.23} \quad (11)$$

한편, 액막과 액주의 분열 주파수는 식 (10)과 (11)의 분열과장을 액막과 액주의 속도로 나누어서 다음과 같이 구할 수 있다.

$$f_{b,s,water} = 8.98We_j^{0.76}(\sin \theta)^{0.24},$$

$$f_{b,s,kerosene} = 5.35We_j^{0.76}(\sin \theta)^{0.24} \quad (12)$$

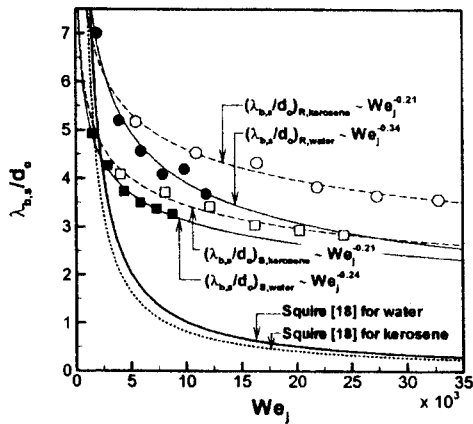
$$f_{b,l,water} = 3.17We_j^{0.73},$$

$$f_{b,l,kerosene} = 2.35We_j^{0.73} \quad (13)$$

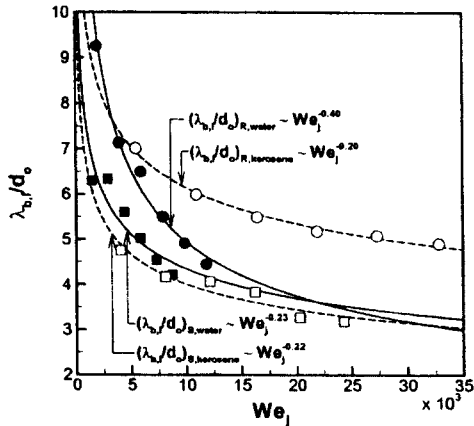
여기서 분열 주파수의 단위는 Hz이다.

식 (13)은 액주의 주파수가 충돌각에 의존하지 않는다는 사실을 보여주는데 반하여, Heidmann [4]은 주파수가 $\cos \theta$ 에 비례한다고 하였다. 즉, 액주의 과장은 충돌각이 증가함에 따라 증가한다는 것이다. 이 차이는 액주의 과장에 대한 측정 위치가 동일하지 않기 때문인 것으로 생각된다. 충돌각이 증가함에 따라 분열 길이는 감소하고(Fig. 7) 액주의 과장은 액

막으로부터 분리된 후(Fig. 2) x축을 따라서 증가하므로, Heidmann의 경우와 같이 측정 위치가 일정하다면 액주의 파장은 충돌각이 증가함에 따라 증가할 것이다. 그러나 본 실험은 액주의 파장을 액막의 분열위치에서 측정하였으므로 Fig. 9에서와 같은 결과를 얻을 수 있었다.



(a)



(b)

Fig. 8 The breakup wavelengths of liquid sheet (b,s) and ligament (b,l) as a function of Weber number of jet (=300): (a) sheet breakup wavelength and (b) ligament breakup wavelength.

6. 결론

like-doublet 인젝터에서 형성되는 액막과 액주의 분열길이와 파장에 대한 실험으로부터 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

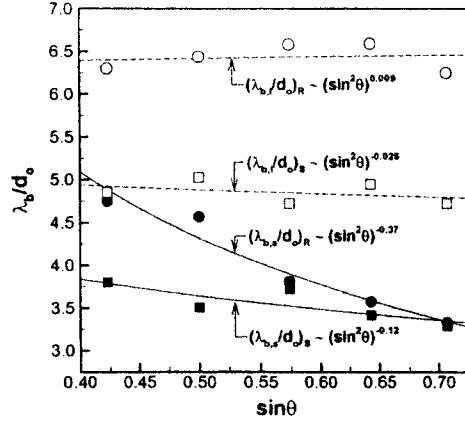


Fig. 9 The breakup wavelengths of liquid sheet (b,s) and ligament (b,l) as a function of the sine of half impingement angle (water simulant, We_j=5900).

- (1) 두 제트의 충돌력과 난류강도는 액막과 액주의 분열 특성에 중요한 변수이다. 제트의 난류 강도는 오리피스 입구 형상, 분사 속도, 액체의 물성치 등에 영향을 받는다. 특히 높은 We 수에서 사각 오리피스의 내부에서 발생하는 캐비테이션은 액체 제트의 난류 강도를 크게 증가시킨다.
- (2) 충돌력은 액막의 분열길이를 감소시키지만 제트의 난류강도는 이러한 충돌력 효과를 억제한다. 따라서 물에 대한 원형 오리피스는 난류강도가 We 수에 크게 변화하지 않기 때문에 액막의 분열길이는 사각 오리피스보다 We 수에 더 민감하다.
- (3) 제트의 충돌력 뿐만 아니라, 난류 강도는 액막내에서 파가 성장하는 것을 방해하기 때문에 액막의 분열파장을 감소시킨다. 따라서 사각 오리피스의 액막의 파장은 난류 강도에 의해 더 짧아지지만 원형 오리피스의 액막의 파장은 충돌력만에 의해 결정된다.
- (4) 캐로신 제트의 난류 강도는 오리피스의 입구 형상과 관계없이 물에 대한 사각 오리피스와 유사한 경향성을 보이므로, 액막의 분열길이와 분열파장 모두 비슷한 경향성을 갖는다.
- (5) 실제 인젝터에서 일반적으로 사용되고 있

는 사각 오리피스스의 경우, 화염 위치에 중요한 액막의 분열 길이는 $We_j^{0.27}(\sin \theta)^{1.20}$ 에 비례한다. 또한 로켓 연소기내에 연소불안정 현상에 영향을 주는 액주의 분열과장은 $Oh^{0.078}We_j^{0.23}$ 에 비례한다.

후 기

본 연구는 과학기술부의 KSR-III 사업과 국가 연구실 사업(M1-0104-00-0058)의 지원을 받아 수행되었기에 이에 감사드립니다.

참고 문헌

- [1] Gill, G. S., and Nurick, W. H., Liquid Rocket Engine Injectors, NASA, SP-8089, 1976.
- [2] Taylor, G. I., Formation of Thin Flat Sheets of Water, Proceedings of the Royal Society of London A, Vol. 259, pp. 1-17, 1960
- [3] Dombrowski, N., and Hooper, P. C., A Study of the Sprays Formed by Impinging Jets in Laminar and Turbulent Flow, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 18, Pt. 3, pp. 392-400, 1964
- [4] Heidmann, M. F., Priem, R. J., and Humphrey, J. C., A Study of Sprays Formed by Two Impinging Jets, NACA, TN-3835, 1957.
- [5] Anderson, W. E., Ryan, H. M., and Santoro, R. J., Impinging Jet Injector Atomization, Liquid Propellant Rocket Combustion Instability, edited by V. Yang and W. E. Anderson, Vol. 169, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, Washington, DC, 1995.
- [6] Nurick, W. H., Orifice Cavitation and Its Effect on Spray Mixing, Journal of Fluids Engineering, pp. 681-687, Dec. 1976.
- [7] Chew, T. J. C., Hydraulic Flip Behavior in Typical Liquid Rocket Operating Regimes, NASA, 73N32630, 1973.
- [8] Tamaki, N., Shimizu, M., Nishida, K., and Hiroyasu, H., Effects of Cavitation and Internal Flow on Atomization of a Liquid Jet, Atomization and Spray, Vol. 8, pp. 179-197, 1998.
- [9] Vennard, J. K., Elementary Fluid Mechanics, Wiley, New York, 1961.
- [10] Kline, M. C., Woodward, R. D., Burch, R. L., Cheung, F.B., and Kuo, K. K., Experimental Observation of Impinging Jet Breakup Utilizing Laser-Sheet Illuminated Photography, AIAA Paper 91-3596, 1991.
- [11] Ryan, H. M., Anderson, W. E., Pal, S., and Santoro, R. J., Atomization Characteristics of Impinging Liquid Jets, Journal of Propulsion and Power, Vol. 11, No. 1, pp. 135-145, 1995.
- [12] Lefebvre, A. H., Atomization and Spray, Hemisphere, Philadelphia, PA, pp. 45-48, 1989.
- [13] Huang, J. C. P., The Break-Up of Axisymmetric Liquid Sheets, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 43, Pt. 2, pp. 305-319, 1970.
- [14] Dombrowski, N., and Hooper, P. C., The Effect of Ambient Density on Drop Formation in Sprays, Chemical Engineering Science, Vol. 17, pp. 291-305, 1962.
- [15] Hasson, D., and Peck, R. E., Thickness Distribution in a Sheet Formed by Impinging Jets, A.I.Ch.E. Journal, pp. 752-724, 1964.
- [16] Hoyt, J. W., and Taylor, J. J., Turbulence Structure in a Water Jet Discharging in Air, Physics of Fluids, Vol. 20, pt. 2, pp. 253-257, 1977.
- [17] Wu, P. -K., Miranda, R. F., and Faeth, G. M., Effects of Initial Flow Conditions on Primary Breakup of Nonturbulent and Turbulent Round Liquid Jets, Atomization and Spray, Vol. 5, pp. 175-196, 1995.
- [18] Squire, H. B., Investigation of the Instability of a Moving Liquid Film, British Journal of Applied Physics, Vol. 4, pp. 167-169, 1953.