

충돌 제트 속도 분포를 고려한 액막의 두께와 속도 특성

추연준* · 강보선†

Characteristics of Thickness and Velocity of the Liquid Sheet Formed by Two Impinging Jets Considering Jet Velocity Profile

Y. J. Choo, B. S. Kang

Key Words: Impinging Jet(충돌 제트), Jet Velocity Profile(제트 속도 분포), Liquid Sheet(액막), Liquid Sheet Thickness(액막 두께), Liquid Sheet Velocity(액막 속도)

Abstract

In this study, the effect of jet velocity profile on the thickness and velocity of the liquid sheet formed by two impinging low speed jets was investigated. To predict the distribution of thickness and velocity of liquid sheet theoretically, the jet velocity profile which was measured experimentally was adopted in addition to the constant jet velocity as well as Poiseuille's parabolic profile. For three cases, the distribution of thickness and velocity of liquid sheet was analytically predicted by solving conservation equations including stagnation point. The predicted results were compared with previous experimental results. The jet velocity profile definitely affected the resulting characteristics of liquid sheet. The distribution of thickness and velocity of liquid sheet was more close to the measured results compared with that which was predicted by the assumption of constant jet velocity.

1. 서 론

액체의 미립화 기구 중에서 충돌 제트를 이용한 미립화 현상에 관한 연구는 오래전부터 수행되어 왔다. 대칭을 이루는 두 노즐에서 분사되는 액체 제트를 충돌시키는 아주 간단한 구조의 충돌 제트는 구조의 단순성, 낮은 제작비용, 높은 유량 분사 등의 이유로 액체추진로켓의 연료분사에 주로 이용되고 있다. 높은 공급 유량에 의한 고속의 제트에 의한 액체의 미립화가 이루어지기 전 단계인 저속 충류 제트에서는, 두 제트의 충돌로 인해 나뭇잎 모양의 얇은 액막이 형성된다.

Figure 1은 직경 $2R_j$, 평균속도 U 의 동일 유체의 두 층

류제트가 충돌할 때, 충돌각을 이등분하는 평면에 형성되는 대칭을 이루는 액막을 보여주고 있다. 충류 제트에 의해 형성되는 액막의 두께와 속도 분포 특성이 고속의 난류 제트에 의한 액막의 분열시 형성되는 액적들의 특성에 많은 영향을 미치는 것으로 보고되고 있기 때문에, 저속 충류 제트에 의해 형성되는 액막의 두께나 속도 분포에 관한 이론적, 실험적인 연구도 많이 수행되고 있다.

Ranz⁽¹⁾는 액막 속도가 제트 속도와 같다는 가정과 제트의 질량, 운동량이 액막에서 보존됨을 이용하여, 액막 임의 위치에서의 두께를 다음과 같이 표현하였다.

$$h = (R_j^2/r)(1 + 2\cos\theta \cos\phi) \quad (1)$$

하지만, 이 식은 θ 가 60° 보다 작은 경우, $\phi=180^\circ$ 에서 음의 두께를 예측하는 문제점이 있다.

Miller⁽²⁾는 액막 내의 유동이 $\phi=0\sim 2\pi$ 에서 대칭이라는 조건을 추가하여 Ranz의 두께 예측식의 문제점을 보완한 식 (2)를 제시하고 실험 결과와 비교하였다.

(2007년 3월 3일 접수 ~ 2007년 3월 30일 심사완료)

*한국원자력연구소, 열수력안전연구부

†책임저자, 전남대 기계시스템공학부

E-mail : bskang@chonnam.ac.kr

TEL : (062)530-1683 FAX : (062)530-1689

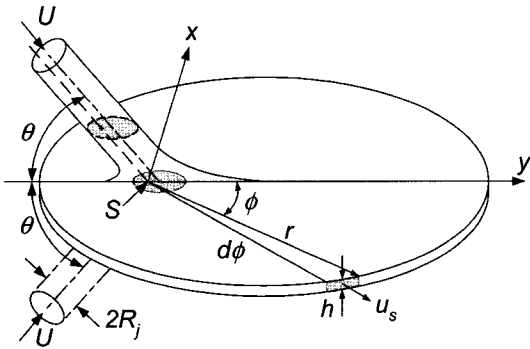


Fig. 1 A liquid sheet formed by low speed two impinging jets

$$h = (R_j^2/r) \left(\frac{1-2\cos^2\theta}{1+2\cos^2\theta} \right) \left(\frac{1}{1-\frac{2\cos\theta\cos\phi}{1+\cos^2\theta}} \right) \quad (2)$$

Taylor⁽³⁾는 두께변수, $K=hr$ 를 실험적으로 측정하였고, 점성력, 표면장력, 중력이 무시될 수 있는 조건에서 Ranz와 Miller의 예측식과 마찬가지로 액막의 두께가 θ 와 ϕ 만의 함수임을 보였다.

이후, Hasson과 Peck⁽⁴⁾은 액막과 평행한 제트의 타원형 단면의 초점에서 정체점(stagnation point, S)이 형성됨을 밝히고, 이 정체점을 중심으로 한 미소 각요소($d\phi$)를 통과하는 액체의 질량과 운동량 보존으로부터 액막의 두께를 다음과 같이 예측하였다.

$$\frac{hr}{R_j^2} = \left(\frac{\sin^3\theta}{(1-\cos\phi\cos\theta)^2} \right) \quad (3)$$

Ibrahim과 Przekwas⁽⁵⁾는 Naber와 Reitz⁽⁶⁾가 엔진 벽면에 충돌하는 분무에 관한 연구에서 가설했던 초기 두께를 이용하여 다음과 같은 예측식을 제시하였다.

$$h = h_i \left(\frac{R}{r\sin\theta} \right) \quad (4)$$

여기서, h_i 는 Naber와 Reitz가 제시한 초기 두께 관계식이다.

Hasson과 Peck⁽⁴⁾, Ibrahim과 Przekwas⁽⁵⁾의 연구에서는 제시된 예측식과 Taylor⁽³⁾의 실험식을 비교하기 위해서 제트 수축계수를 임의의 값인 0.72와 0.64를 사용하였다. 또한, 이전 연구의 두께 예측식들은 모두 액막 속도가 일정하다는 가정에서 구해진 결과이다. 즉, 액막 속도가 ϕ 나 θ 의 함수로 표현되지 않고, 제트의 평균속도와 같은 상수라는 가정을 이용하였다.

Choo와 Kang⁽⁷⁾은 Dombrowski 등⁽⁸⁾이 팬 분무노즐에 의해 형성되는 액막 두께를 측정하기 위해 이용한 간섭법(interferometry)을 이용하여, 충돌 제트에 의해 형성되는 액막의 두께 분포를 여러 변수들에 대해서 측정하였으며, 기존 두께 예측식들이 실험 측정값보다 액막 두께를 크게 예측하는 것으로 결론지었다. 또한, Choo와 Kang⁽⁹⁾은 액막의 속도 분포를 LDV를 이용하여 측정하였으며, 액막 속도가 ϕ 와 θ 에 따라서 달라짐을 확인하고, 기존 이론적 해석에서 이용한 액막 속도와 제트 속도가 같다는 가정에 문제가 있음을 언급하였다.

Shen과 Poulikakos⁽¹⁰⁾도 홀로그래피 간섭기법을 이용하여 액막의 두께 분포를 측정하였으며, 기존 연구자들의 이론적인 예측과 차이가 있음을 확인하였고, 그 이유를 이론적인 해석에서는 고려하지 못한 중력의 영향이라는 결론을 내렸다.

최근, Bremond와 Villiermaux⁽¹¹⁾는 충돌 제트에 의해 형성되는 액막의 형상, 두께, 원형 단면을 갖는 테두리(rim)의 직경, 테두리에서 분열되는 액적 등에 관해서 이론적, 실험적 연구를 수행하였다. 또한, Choo와 Kang^(7, 9)의 실험 결과를 인용하여 액막 두께와 속도 분포를 이론적으로 예측하기 위해서는 충돌전 제트의 속도 분포가 고려되어야 한다고 주장하고, 제트의 속도 분포를 Poiseuille 분포로 가정하고 액막 두께와 속도 분포를 이론적으로 예측하였다. 하지만, Choo와 Kang⁽⁹⁾의 실험 결과에서도 나타내었듯이, 실제 측정된 제트의 속도 분포는 Poiseuille 분포와는 차이가 존재한다. 따라서 본 연구에서는 실제로 계측된 제트의 속도 분포를 이용하여, 액막의 속도와 두께 분포를 이론적으로 예측하고, 기존 실험으로 구해진 결과와 비교, 분석하였다.

2. 액막 속도와 두께 분포의 이론적 예측

2.1 유선과 제트의 단면

Figure 2(a)는 Fig. 1의 액막과 제트를 y 축을 따라 절단한 단면과 유선을 보여주고 있다. 만일, 자유 표면 유동에서 제트가 갖는 관성력에 비해 점성력, 표면장력, 중력의 영향을 무시할 수 있다면, 충돌지점에서 형성되는 압력에 의하여 Fig. 2(a)에서와 같이 제트의 유선이 정체점(S)을 기준으로 $+y(\phi=0^\circ)$ 방향과 $-y(\phi=\pi)$ 방향으로 쪼인다. 또한, 제트의 각 유선들은 정체점을 기준으로 액막에서도 각방향(angular direction)을 유지한다. 기

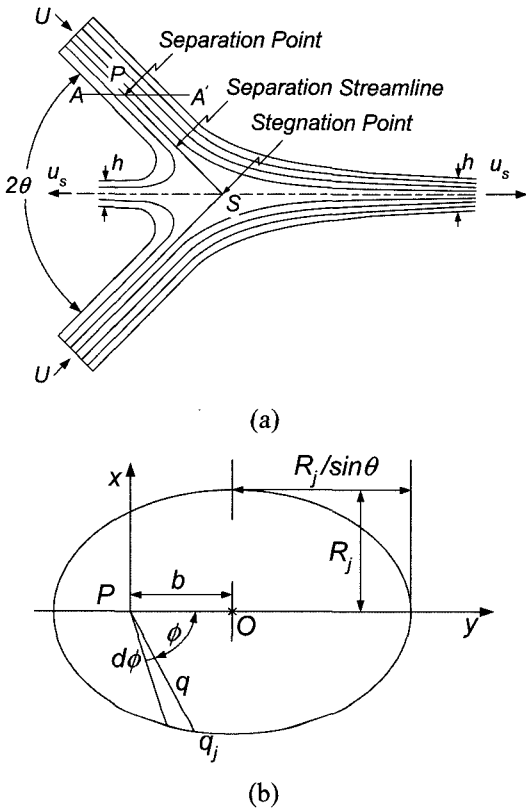


Fig. 2 (a) Streamlines in a section through $\phi=0^\circ$ and $\phi=\pi$, (b) elliptical cross-section AA' of an inclined jet and related parameters

존의 이론적 해석에서는 제트 속도가 단면에서 일정하다고 가정하고, 제트의 운동량이 소실될 만한 어떠한 요인도 없는 경우, 액막 속도를 제트 속도와 같다 ($u_s=U$)고 간주하였다⁽¹⁻⁵⁾. 하지만, 실험적으로 측정된 제트 단면에서의 속도 분포는 균일하지 않으며, 이를 고려한 액막 두께와 속도 분포에 대한 이론적 해석이 필요하다.

2.2 제트 단면 속도 분포

Figure 2(b)는 (a)의 제트를 AA' 에서 잘라낸 타원형 단면이다. 타원 단면의 중심 O 를 기준으로 분리점(separation point, P)까지의 거리는 b , 타원의 장축은 R_j , 단축은 $R_j/\sin\theta$ 이 된다. 타원의 임의의 외곽점, q_j 는 원통좌표계 $q_j=(q, \phi)$ 로 표현할 수 있다. 또한, P 는 제트의 유선 중에서 유일하게 꺾이지 않는 분리선 위에 있기 때문에, 액막의 정체점 S 와 일치한다.

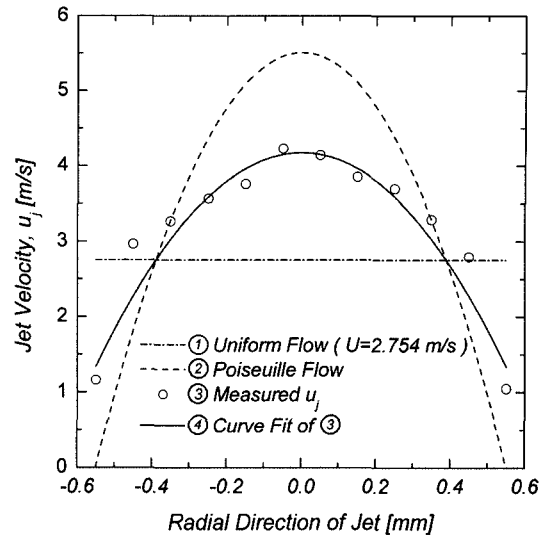


Fig. 3 Jet velocity distributions for $2R_j=1.0$ mm, $U=2.754$ m/s

$$u_j = Aq^2 \sin^2 \phi + A \sin^2 \theta (q \cos \phi - b)^2 + B \quad (5)$$

제트 축에 수직인 원형 단면에서, 제트의 포물선 형태의 속도 분포(u_j)를 원통좌표계 $\{q, \phi\}$ 로 표현하면, 이 된다. A 는 $(u_R - u_{max})/R_j^2$, B 는 단면 중심에서의 최대 속도, u_{max} 를 대신하는 변수이다. 식 (5)에서, A 와 B 가 결정되면, Fig. 2(b) 타원 단면에서의 A 는 B 의 함수로 표현된다. 만일, 기존 연구⁽¹⁻⁵⁾에서와 같이 제트의 속도가 일정하다고 가정하면, u_R 과 u_{max} 는 모두 제트의 평균속도 U 가 되며, Bremond와 Villermaux⁽¹¹⁾의 가정처럼, Poiseuille 속도 분포라면 $u_R=0$, $u_{max}=2U$ 값을 갖게 된다.

Figure 3은 액막 두께와 속도 분포를 이론적으로 구하기 위해 적용된 제트의 속도 분포들을 보여주고 있다. 직선 ①은 일정한 평균속도, 점선 곡선 ②는 Poiseuille 속도 분포, 기호 ③은 Choo와 Kang⁽⁹⁾의 연구에서 LDV를 이용하여 측정된 제트의 속도 분포이며, 식 (5)의 포물선형 근사식을 적용하면 실선 곡선 ④로 근사되며, 상수 A 는 -9.377×10^6 $1/m \cdot s$, B 는 4.1723 m/s가 된다. 본 연구에서는 제트의 속도 분포를 일정한 경우(①), Poiseuille 분포(②), Choo와 Kang⁽⁹⁾의 실험적으로 측정된 분포(④)를 적용하였다.

또한, 원통좌표계로 표현되는 제트의 타원방정식으로부터, 타원의 경계를 결정하는 q_j 는 다음과 같이 표현된다.

$$q_j = [b \cos \phi \sin^2 \theta - (R_j^2 (1 - \cos^2 \phi \cos^2 \theta) - b^2 \sin^2 \phi \sin^2 \theta)^{1/2}] (1 - \cos^2 \phi \cos^2 \theta) \quad (6)$$

2.3 보존방정식

Figure 2(b)에서 미소 방위각 $d\phi$ 를 통과하는 두 제트의 질량, 에너지 플럭스는 액막의 동일한 방위각을 통해서 빠져나가는 플럭스와 같다고 가정할 수 있다. 동일한 개념으로, 두 제트의 운동량 플럭스도 액막에서 각 방향 별로 보존되며, 이들을 식으로 표현하면 다음과 같다.

1) 질량 보존

$$2 \sin \theta \phi \int_0^{q_j} q u_j dq = u_s h r d\phi \quad (7)$$

2) 운동량 보존

$$\frac{2}{3} \pi R_j^2 (U_R^2 + u_R u_{\max} + u_{\max}^2) \cos \theta = \int_0^{2\pi} u_s^2 h r \cos \phi d\phi \quad (8)$$

3) 에너지 보존

$$2 \sin \theta d\phi \int_0^{q_j} q u_j^3 dq = u_s^3 h r d\phi \quad (9)$$

식 (7)과 (9)의 좌변은 Fig. 2(b)에서 $d\phi$ 를 통과하는 유체의 질량과 에너지 플럭스이고, 우변은 Fig. 1에서 S 를 기준으로 액막의 미소 요소 $h r d\phi$ 를 통과하는 질량과 에너지 플럭스이다. 식 (8)의 좌변은 충돌 전 두 제트, 우변은 충돌 후 액막이 가지고 있는 y 축 방향 운동량이다.

식 (7)과 (9)에서 좌변의 적분항을 각각 $F\{b, q_j, \theta, \phi\}$ 와 $G\{b, q_j, \theta, \phi\}$ 로 정의하고 식 (5)와 (6)을 이용하여 정리하면, 식 (10)과 (11)이 얻어진다. 결국, q_j 는 $\{b, \theta, \phi\}$ 의 함수이므로, 액막 속도는 $u_s\{b, \theta, \phi\} = (G/F)^{1/2}$ 로 표현되며, 두께 변수는 $K\{b, \theta, \phi\} = h r = F^{3/2}/G^{1/2}$ 로 표현된다.

2.4 정체점의 결정

정체점의 위치를 결정하는 변수 b 는 식 (8)에서 구할 수 있다. 식 (8)의 우변 적분항은 식 (7)과 (9)를 이용하여 $u_s^2 h r = (FG)^{1/2}$ 로 표현되고, $\{b, \theta, \phi\}$ 의 함수이므로 $b\{\theta\}$ 를 구할 수 있다.

$$F(b, q_j, \theta, \phi) = \int_0^{q_j} u_s q dq = \frac{1}{4} A (\cos^2 \phi \sin^2 \theta + \sin^2 \phi) q_j^4 + \frac{2}{3} A \cos \phi \sin^2 \theta b q_j^3 + \frac{1}{2} (A \sin^2 \theta b^2 + B) q_j^2 \quad (10)$$

$$G(b, q_j, \theta, \phi) = \int_0^{q_j} u_s^3 q dq = \frac{1}{8} A^3 (\cos^2 \sin^2 \theta + \sin^2 \phi)^3 q_j^8 - \frac{6}{7} A^3 \sin^2 \theta \cos \phi (\sin^2 \theta \cos^2 \phi + \sin^2 \phi)^2 b q_j^7 + \frac{1}{6} (A^2 (\cos^2 \phi \sin^2 \theta + \sin^2 \phi)^2 (B + A \sin^2 \theta b^2) + 8 A^2 b^2 \cos^2 \phi \sin^4 \theta (\cos^2 \phi \sin^2 \theta + \sin^2 \phi) + A (\cos^2 \phi \sin^2 \theta + \sin^2 \phi) (2A(B + A \sin^2 \theta b^2) (\cos^2 \phi \sin^2 \theta + \sin^2 \phi) + 4 A^2 \sin^4 \theta \cos^2 \phi b^2)) q_j^6 - \frac{1}{5} (8 A^2 b \sin^2 \theta \cos \phi (\cos^2 \phi \sin^2 \theta + \sin^2 \phi)^2 (B + A \sin^2 \theta b^2) - 2 A \cos \phi \sin^2 \theta (2(B + A \sin^2 \theta b^2) (A \cos^2 \phi \sin^2 \theta + A \sin^2 \phi) + 4 A^2 \sin^4 \theta \cos^2 \phi b^2)) q_j^5 + \frac{1}{4} ((B + A \sin^2 \theta b^2) (2A(B + A \sin^2 \theta b^2) (\cos^2 \phi \sin^2 \theta + A \sin^2 \phi) + 4 A^2 \sin^4 \theta \cos^2 \phi b^2) + 8 A^2 b^2 \cos^2 \phi \sin^4 \theta (B + A \sin^2 \theta b^2)) q_j^4 - 2 A b \cos \phi \sin^2 \theta (B + A \sin^2 \theta b^2)^2 q_j^3 + \frac{1}{2} (B + A \sin^2 \theta b^2)^3 q_j^2 \quad (11)$$

하지만, 해석적인 적분이 어려우므로 수치적 적분을 이용하여 값을 구해야 한다.

Figure 4는 이렇게 구해진 b 의 무차원변수 b/R_j 와 θ 와의 관계를 보여주고 있다. 곡선 ①은 제트와 액막 속도가 일정한 경우이며, 이 경우 Hasson과 Peck⁽⁴⁾에 의하면 변수 b/R_j 와 $\tan \theta$ 사이에 다음 식이 성립하며

$$b/R_j = \beta \frac{1}{\tan \theta} \quad (12)$$

비례상수, β 는 1.0이 된다고 하였다. 곡선 ②는

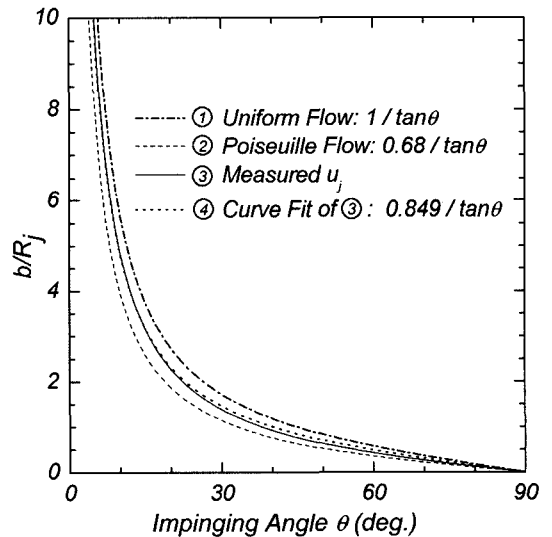


Fig. 4 Parameter b/R_j for stagnation point as a function of the impinging angle

Bremond와 Villermaux⁽¹¹⁾의 제트 속도 분포를 Poiseuille 분포로 가정했을 때의 결과이며, 이 경우 $\beta=0.68$ 이 됨을 제시하였다.

실험으로 측정된 제트 속도 분포를 사용하여 식 (8)로부터 수치적으로 구해진 결과는 실선 ③이며, 이를 $\tan\theta$ 의 함수로 곡선 근사하여 얻은 결과는 곡선 ④로 나타내었다. 이때 구해지는 β 값은 0.849로써, 일정 속도를 가정한 경우($\beta=1.0$)보다는 낮고, Poiseuille 분포를 가정한 경우($\beta=0.68$)보다는 높은 값을 가진다. 즉, 제트의 속도분포가 Poiseuille 분포처럼, 최대, 최소값의 차이가 클수록 β 값이 낮고, 균일한 분포에 가까워질수록 1.0에 가까워짐을 알 수 있다.

3. 이론적 예측과 실험 결과와의 비교

3.1 액막 두께 분포

입의 충돌각 θ 에 해당하는 정체점 b 가 결정되면 $K\{b, \theta, \phi\}=hr=F^{3/2}G^{1/2}$ 로부터 두께 변수, K 를 구할 수 있으며, 두께는 $h=K/r$ 에 의해서 구해진다. Fig. 5는 $\theta=60^\circ$, $2R_j=0.8$ mm, $U=5.1$ m/s인 경우, 방위각의 변화에 따른 액막 두께 분포를 이론적으로 예측한 결과와 실험 결과를 비교하였다. 일점쇄선 ①은 제트 속도가 일정한 경우, 점선 ②는 Poiseuille 속도 분포, 실선 ③은 측정된 제트의 실제 속도 분포를 사용하였을 때, 이론적으로 예측되는 두께 변수이다. 기호 ④는 Choo와 Kang⁽⁷⁾의 실

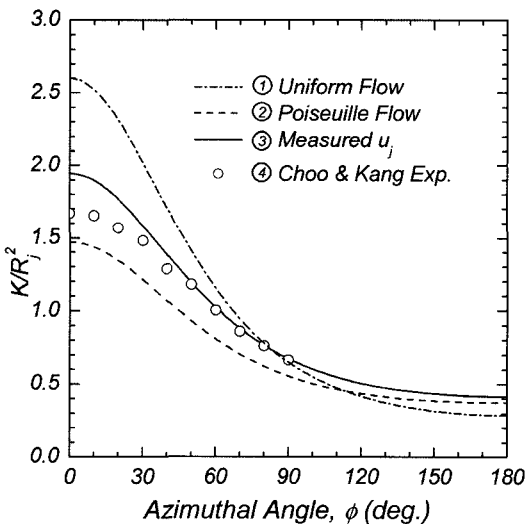


Fig. 5 Comparison of the thickness parameter between theoretical and experimental results

험을 통하여 측정된 두께 변수이며, ϕ 가 90° 가 넘는 영역의 측정은 어렵기 때문에, 0° 에서 90° 까지의 결과만을 비교하였다.

기존 이론적 해석에서 가장 많이 가정한 일정한 제트 속도 분포는 대부분의 방위각에 대하여 두께 변수를 실험값보다 매우 높게 예측하고 있다. Poiseuille 속도 분포는 대부분의 방위각에 대하여 실험값보다 낮게 예측하였다. 측정된 제트의 속도 분포를 사용한 경우는, $\phi=0^\circ$ (즉 액막 두께가 가장 두꺼운 경우)에서는 실험 결과와의 차이가 크지만, ϕ 가 커지면서(즉 액막 두께가 점차 얇아지면서) 실험과의 차이가 점차 줄어들어 실험 결과와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

Figure 6은 $2R_j=1.0$ mm, $U=3.0$ m/s로 일정하게 하고 충돌각을 변화시킨 경우, 액막 두께가 가장 두꺼운 $\phi=0^\circ$ 에서의 두께 변수 비교 결과를 나타내고 있다. 이론적 예측값과 실험값의 차이가 가장 크게 나타나는 $\phi=0^\circ$ 경우, 일정한 제트 속도(①)의 경우는 가장 큰 차이를 나타내었으며, Poiseuille 속도 분포(②)가 실험적 두께 측정 결과를 가장 잘 예측하고 있다. 측정된 제트의 속도 분포를 사용한 경우(③)는 두 경우의 중간 정도의 예측 결과를 보이고 있다.

위 결과로부터, $\phi=0^\circ$ 주변의 두꺼운 액막 두께 예측에서는 Poiseuille 속도 분포가 실험 결과와 근접한 결과를 예측하며, $\phi=0^\circ$ 주변을 벗어나 방위각이 증가하면서 액

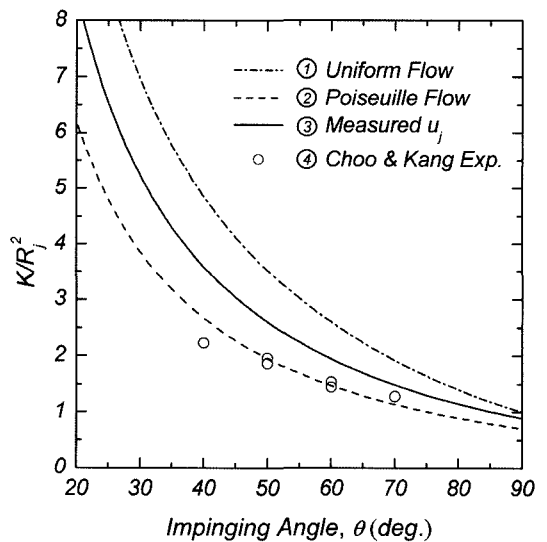


Fig. 6 Comparison of the thickness parameter between theoretical and experimental results as a function of impinging angle at $\phi=0^\circ$

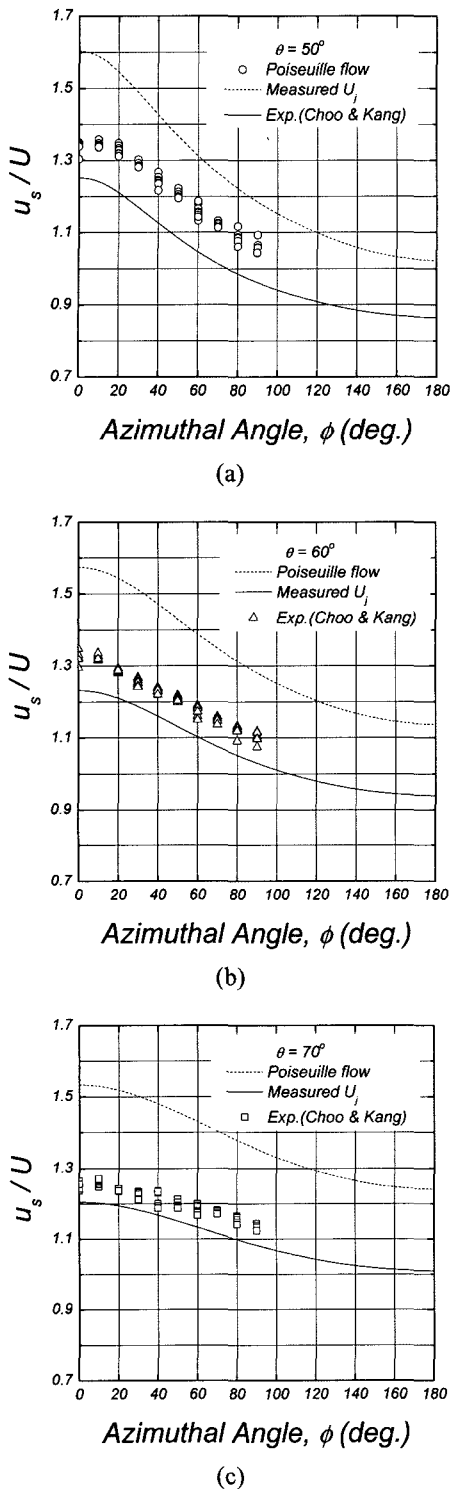


Fig. 7 Comparison of sheet velocity distribution between theoretical and experimental results; (a) $\theta=50^\circ$, (b) $\theta=60^\circ$, (c) $\theta=70^\circ$

막이 얇아지면, 측정된 제트의 속도 분포를 이용하여 이론적으로 예측한 결과가 실험 결과와 더 근접한 예측을 할 수 있음을 알 수 있다.

3.2 액막 속도 분포

두께와 마찬가지로 정체점 b 가 결정되면 $u_s(b, \theta, \phi) = \{G/F\}^{1/2}$ 로부터 액막의 속도를 이론적으로 예측할 수 있다. Fig. 7은 총돌각 θ 가 각각 $50^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ 인 경우, 방위각 ϕ 의 변화에

따른 액막의 속도 분포를 보여주고 있다. 점선은 Poiseuille 속도 분포를 사용한 경우, 실선은 측정된 제트의 속도 분포를 사용한 경우이며 심볼은 Choo와 Kang⁽⁹⁾의 실험으로 측정된 액막의 속도이다. 액막의 속도가 ϕ 나 θ 에 무관하게 일정하다고 가정한 기존의 이론적 연구⁽¹⁻⁵⁾와는 다르게, 제트의 속도 분포가 고려된 경우 ϕ 나 θ 에 따라서 액막의 속도가 다르게 예측되는 것을 알 수 있다. 또한, Poiseuille 속도 분포는 액막 속도를 실험 결과보다 항상 높게 예측한 반면, 측정된 제트 속도 분포를 사용한 경우는 실험 결과보다 항상 낮게 예측함을 알 수 있다. 하지만, 측정된 제트 속도 분포를 사용한 경우가 총돌각 θ 가 커질수록 점점 실험 결과와의 차이가 줄어들고 있음을 확인할 수 있다.

3.3 제트 속도 분포의 영향

액막 두께와 속도 분포의 이론적 예측과 실험 결과와의 비교로부터, 제트 속도를 일정하게 가정한 이론적 해석 결과⁽¹⁻⁵⁾보다는 제트의 속도 분포를 고려한 예측 결과가 액막 두께에 있어서 실제 실험 결과인 더 얇은 두께를 잘 예측하였다. 액막의 속도에 있어서는 액막 속도가 제트의 평균속도와 같은 상수라고 간주한 기존의 연구와 다르게, 총돌각(θ)과 방위각(ϕ)의 함수로써 변화하며, 실험 결과와도 경향이 일치함을 확인하였다. 이론적 해석 결과는 제트의 유선이 액막에서 많이 꺾이는 경우인 총돌각(θ)과 방위각(ϕ)이 큰 경우에, 실험 결과와의 차이가 감소함을 확인할 수 있었다.

제트의 속도 분포를 고려한 액막 두께나 속도분포의 이론적 예측이 기존의 연구들⁽¹⁻⁵⁾에 비해서 실험 결과와 근접한 경향을 나타내고는 있지만, 여전히 실험 결과와는 차이를 나타내고 있기 때문에 이에 대한 보완적 연구가 필요하다. 즉, 이론적 해석은 중력에 의한 영향이나 작동 유체의 물성치는 전혀 고려되지 않았다. 이론적 해석에서는 액막이 중력 방향에 직각인 평면에 형성된다고 가정하기 때문에 중력의 영향을 고려하지 않아도

되었다. 하지만, 액막이 중력 방향으로 형성되면, 중력은 액막의 퍼짐을 도와주는 역할을 하게 된다. 실제, Choo와 Kang^{(7), (9)}의 실험에서도 액막이 중력 방향으로 형성되며, 측정된 액막 두께가 이론적으로 예측되는 두께보다 얇게 나타났으며, 중력이 이러한 결과에 영향을 미쳤다고 볼 수 있다. 또한, Choo와 Kang⁽⁷⁾은 물과 Glycerol을 이용한 실험적 연구결과에서 물성치가 액막 두께와 속도 분포에 많은 영향을 미침을 확인하였다. 따라서, 이러한 점들을 고려한 이론적 해석에 대한 연구가 필요하다고 할 수 있다.

4. 결 론

본 연구에서는 서로 충돌하는 저속 제트에 의해 형성되는 액막에서, 충돌전 제트의 속도 분포를 고려하여, 액막의 두께와 속도 분포 특성을 해석하였다. 액막의 두께와 속도 분포를 이론적으로 예측하기 위하여, 제트의 속도 분포가 일정한 경우 또는 Poiseuille 분포로 가정한 기존의 이론적 해석에 추가하여, 실제 실험적으로 측정된 제트의 속도 분포를 이용하였다. 속도 분포 세 경우에 대하여, 정체점이 포함된 보존방정식들의 해석을 통해서, 액막의 두께와 속도 분포를 이론적으로 예측하였고, 기존의 실험 결과와 비교, 분석하였다. 액막 두께의 경우, $\phi=0^\circ$ 주변의 두꺼운 액막에서는 Poiseuille 속도 분포가 실험 결과와 유사한 결과를 예측하였으나, $\phi=0^\circ$ 주변을 벗어나 방위각이 증가하면서는 측정된 제트의 속도 분포가 실험 결과와 더 근접하였다. 액막 속도의 경우는, Poiseuille 속도 분포가 액막 속도를 실험 결과보다 항상 높게 예측한 반면, 측정된 제트 속도 분포는 실험 결과보다 항상 낮게 예측하였지만, 충돌각이 증가할수록 그 차이는 줄어들었다.

참고문헌

- (1) W. E. Ranz, "Some experiments on the dynamics of liquid films", J. of Appl. Phys., Vol. 30, No. 12, 1959, pp. 1950~1955.
- (2) K. D. Miller, "Distribution of spray from impinging liquid jets", J. of Phys. Vol. 31, 1960, pp. 1132~1133.
- (3) F. R. S. Taylor, "Formation of thin flat sheets of water", Proc. Roy. Soc. of London. Vol. 259, 1960, pp. 1~17.
- (4) D. Hasson, and R. E. Peck, "Thickness distribution in a sheet formed by impinging jets", A.I.Ch.E J.10, 1964, 752~754.
- (5) E. A. Ibrahim and A. J. Przekwas, "Impinging jets atomization", Phys. Fluids A, Vol. 3, No. 12, 1991, pp. 2981~2987.
- (6) J. D. Naber and R. D. Reitz, "Modeling Engine Spray / Wall Impingement", 1988, SAE 880107.
- (7) Y. J. Choo and B. S. Kang, "Parametric study on impinging-jet liquid sheet thickness distribution using an interferometric method", Exp. in Fluids, Vol. 31, 2001, pp. 56~62.
- (8) N. Dombrowski, D. Hasson, D. E. Ward, "Some aspects of liquid flow through fan spray nozzles", Chemical Engineering Science. Vol. 12, 1960, pp. 35~50.
- (9) Y. J. Choo and B. S. Kang, "The velocity distribution of the liquid sheet formed by two low-speed impinging jets", Physics of Fluids, Vol. 14, 2002, pp. 622~627.
- (10) Y. B. Shen and D. Poulidakos, "Thickness variation of liquid sheet formed by two impinging jets using holographic interferometry", J. Fluids Eng. Vol. 120, 1998, pp. 482~487.
- (11) N. Bremond and E. Villermaux, "Atomization by jet impact", J. Fluid Mech. Vol. 549, 2006, pp. 273~306.