

운동량에 의해 제어되는 수소 부양 제트 및 화염의 거동에 관한 이론적 해석

양 원* · 김종수*† · 원상희** · 김민국** · 정석호**

Theoretical Study on the Behavior of Momentum-controlled Buoyant Jet and Flame of Hydrogen

Won Yang*, Jong Soo Kim*†, Sang Hee Won**, Min Kook Kim**, Suk Ho Chung**

ABSTRACT

Hydrogen safety is one of the key technical issue with growing attention on utilization of hydrogen energy. This study is aimed to predict behavior of momentum-controlling buoyant jet and flame caused by hydrogen leakage from a high pressured tank. Approximate solutions were derived for the case of turbulent buoyant jet and diffusion flame in still air. In case of hydrogen jet with low Froude number (100-4000), computed jet trajectories were compared with experimental data and showed good agreement with them. Jet and flame trajectories and flame length of hydrogen are predicted and compared with the buoyant flame of propane. The results well show that buoyancy is dominant in the range of low Froude number, while initial momentum is dominant in the range of high Froude number. That effect is more distinct for hydrogen flame than the case of propane.

Key Words : Momentum-controlled jet Buoyant jet, Hydrogen flame, Scaling, Froude number

1. 서 론

기후 변화 협약 및 저공해 에너지원의 필요성과 맞물려 기존의 화석 연료를 대체할 수소 에너지의 중요성이 증가하고 있다. 수소 에너지에 관한 연구는 연료전지 등과 같은 에너지의 활용처에 대한 연구, 수소 에너지 생산에 관한 연구, 그리고 수소의 저장 및 안전성 문제에 대한 연구 등으로 나누어진다. 이 가운데서도 수소의 안전성 문제는 수소 에너지의 보급 과정에서 나타나게 될 가장 큰 걸림돌 중의 하나이다. 수소는 분자량이 낮기 때문에 쉽게 부양확산하는 특성을 가지고 있으며, 다른 연료에 비해 훨씬 높은 flammability 로 인해 개방공간에서는 폭발 사고를 일으킬 수 있는 위험이 낮지만 실내 공간과

같은 폐쇄 공간에서는 소규모 폭발 또는 화재와 같은 사고 위험이 높은 편이다. 이 경우에는 수소의 누출 및 확산이 매우 작은 공간에서 발생하는 3차원 비정상 특성을 보이게 되어, 기존의 대기확산에서 주로 사용되었던 Gaussian 확산 모델을 적용할 수 없다[1]. 그러므로 실내에서 고압으로 저장되어 있는 수소의 누출이 있을 경우의 수소 거동을 예측할 수 있는 연구가 필요하다.

폐쇄 공간에서 발생하는 수소의 부양 확산을 모사하기 위한 비정상 수치모사도구로는 Lagrangian 수치모사 기법을 들 수 있다[2]. Lagrangian 확산모델은 공기보다 무거운 유해 화학 물질의 3차원 대기확산을 모사하기 위한 도구로서 개발되었으며[3,4], 부양확산에 대해서는 중력에 의한 영향을 반전시켜서 활용할 수 있음을 보여준 바가 있다. 특히 Lagrangian 수치모사에서는 계산격자를 생성시킬 필요가 없을 뿐만 아니라, 특성 길이의 차이에서 발생하는

* 한국과학기술연구원 대기자원 연구센터

** 서울대학교 기계공학과

† 연락 저자, 02-958-5818, kimjs@kist.re.kr

기 호 설 명

b : half-width	y : vertical distance (m)
d : diameter (m)	Z : mixture fraction
Fr : Froude number	Greeks
g : gravitational acceleration (m/s^2)	α : fitting parameters
k : mass transfer coefficient (m/s)	ν_t : turbulent viscosity
M : mass per unit volume (kg/m^3)	ρ : density (kg/m^3)
L : Flame length (m)	Θ : angle of jet or flame to the horizontal axis
R : Local radius of curvature (m)	Subscripts
r : radius (m)	o : initial
Sc : Schmidt number	st : stoichiometric
s : axis along jet trajectory	
u : velocity (m/s)	
x : horizontal distance (m)	

numerical stiffness 가 없어서 일반 사용자가 간단한 메뉴조작을 통해서 정교한 3차원 수치모사를 실시할 수 있다는 장점이 있다.

그럼에도 불구하고, 현재의 Lagrangian 수치모사는 확산물질이 유동장과 상호작용이 없는 피동적 확산에만 적용될 수 있어서 초기의 운동량이 큰 경우에는 적용될 수 없는 결정적 단점이 있다. 특히 수소가 고압 용기에서 누출될 경우에는 Reynolds 수가 매우 크기 때문에 초기 상태는 운동량에 의해서 제어되는 능동적 제트로 분류될 수 있다. 따라서 주변 공기와 충분히 희석된 이후에나 부력에 의해서 제어되는 피동적 부양제트로 다루어질 수 있다. Fig. 1 에는 이러한 형태로 나타나는 제트의 특성을 개념도 형태로 나타내었다.

운동량에 의해 제어되면서도 부력의 영향을 받는 제트 또는 화염을 해석하기 위해서 채택할 수 있는 이론으로는 Peters 와 Götting[5] 가 제시한 것이 있다. 이들이 해석 대상으로 삼은 것은 운동량에 의해 제어되는 난류 부양 화염이며, 연료로는 프로판을 사용하였다. 몇 가지 단순화를 통하여 난류 부양화염의 특성을 기술할 수 있는 단순화된 미분방정식이 도출되었으며, 이후 Gore and Jian[6] 에 의해 외기가 정지 상태인 경우에 대해 해석해(Analytic solution)가 제시되었다. 그러나 이러한 일련의 과정은 부양 화염에 대한 것이므로, 반응이 없는 일반 부양 제트에 적용하기 위해서는 단순화 과정의 재검토가 필요하다. 게다가, Gore and Jian 에 의해 제시된 해석해의 풀이 과정에서는 초기 조건 설정에 오류가 있으므로, 교정된 초기 조건에 따른 해석해가 다시 도출되어야 한다.

본 연구에서는 운동량에 의해서 제어되는 수소제트가 부력에 의해서 제어되는 피동적 부양제트로 천이되는 과정을 연구하기 위해 제트의 초기 과정 거동을 Peters 와 Götting의 이론을 참고하여 이론적으로 예측하였으며, 이를 단순 수소 제트에도 함께 적용하였다. 즉, 누출된 수소가 폐쇄 공간 내에서 도달할 수 있는 위치 및 화염 발생 시 화염의 궤적 및 길이를 함께 예측할 수 있도록 하였다. 이 결과는 이후 Lagrangian 수치모사 기법을 이용한 수소의 부양확산에 대한 수치모사의 초기조건으로 활용될 수 있다. 또한 정확한 수소-공기 예혼합 증기운의 형상에 바탕을 둔 수소사고의 위험성 평가에 필요한 구체적 자료가 제시될 수 있다.

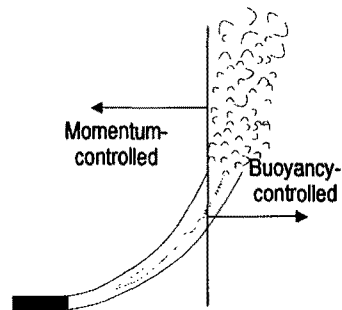


Fig. 1 Schematic diagram of turbulent buoyant jet

2. 문제 정의

본 연구에서는 수소의 누출 상황을 직경 d 인 노즐에서 흐름을 가지지 않는 실내 공기로 분출되는 제트로 처리하였다. 분출구에서 일정 거리 내에 점화원이 있는 경우에는 수소 부양 화염이 형성되며, 화염 형성시의 궤적은 순수 제트의 궤적과 차이를 보이게 된다. Fig. 2 에는 수소 부양 제트와 수소 부양 화염에 대한 문제 정의를 나타내었다. u_∞ 의 속도로 수평 방향으로 움직이는 외기 공간에서 분출되는 수소 제트가 수평축(x 축)과 이루는 각도를 θ 라고 하면, 부양에 의해 이 제트의 진행에 따라 계속하여 커지는 방향으로 변화하게 되며, 초기 각도인 θ_0 는 제트의 초기 분출 각도를 의미하게 된다. 따라서, θ 를 구하게 되면 제트 또는 화염의 궤적을 알 수 있게 된다. 화염의 경우에는 반응이 이루어지는 영역이 제한되어 있으며, Fig. 2(b)에서 나타낸 것과 같이 화염의 끝 중심 부분에서는 연료와 산화제가 stoichiometry를 이루고 있는 것으로 가정하였다 [5]. 이 때의 화염 길이는 L 로 놓았으며, 화염의 궤적과 함께 화염 길이에 해당되는 L 값을 구해야만 화염의 궤적을 구할 수 있게 된다. 이러한 문제를 해석하기 위하여 제트의 중간 라인에 해당되는 좌표계 s 와 제트의 반경 방향 좌표계인 r 에 대하여 다음과 같은 지배방정식을 세울 수 있다. 아래 식들에서 $-$ 는 시간 평균을, \sim 는 Favre 평균을 의미한다.

Continuity

$$\frac{\partial}{\partial s}(\bar{\rho}\bar{u}r) + \frac{\partial}{\partial r}(\bar{\rho}\bar{v}r) = 0 \quad (1)$$

Momentum in s direction

$$\bar{\rho}\bar{u}r \frac{\partial \tilde{u}}{\partial s} + \bar{\rho}\bar{v}r \frac{\partial \tilde{u}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\bar{\rho}\bar{v}r \frac{\partial \tilde{u}}{\partial r} \right) + r(\rho_\infty - \bar{\rho})g \sin \theta \quad (2)$$

Integrated radial momentum

$$\frac{\partial \theta}{\partial s} \int_0^\infty \bar{\rho}\tilde{u}^2 r dr = \int_0^\infty (\rho_\infty - \bar{\rho}) r dr g \sin \theta \quad (3)$$

Mixture fraction

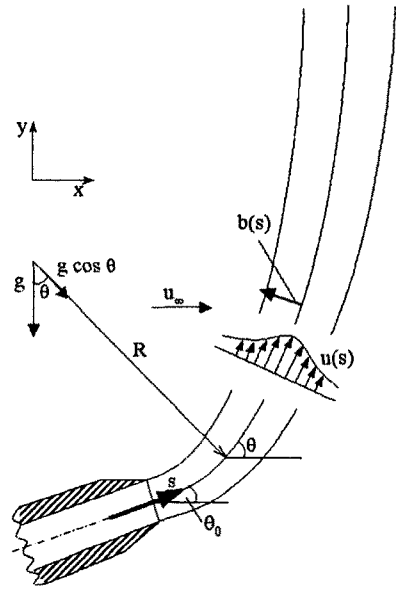
$$\bar{\rho}\bar{u}r \frac{\partial Z}{\partial s} + \bar{\rho}\bar{v}r \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\bar{\rho}\bar{v}r}{Sc} \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial r} \right) \quad (4)$$

위 식들에서 순간값 a 는 다음과 같이 질량분율

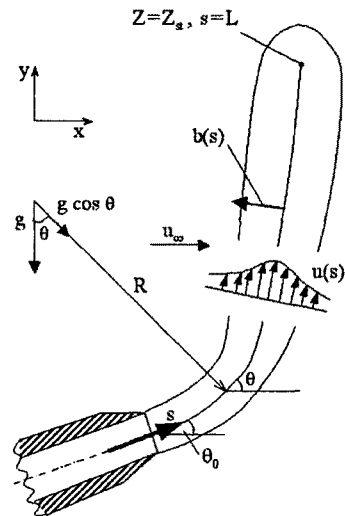
에 의해 평균된 a 와 변동값(fluctuation) a'' 로 다음과 같이 나누어지게 된다.

$$a = \bar{a} + a'', \quad \overline{\rho a''} = 0 \quad (5)$$

$$\overline{\rho a} = \overline{\rho \bar{a}} = \overline{\rho \bar{a}}$$



(a) H₂ buoyant jet



(b) H₂-Air buoyant flame

Fig. 2. Problem definition

3. 이 론

Eq. (2)를 적분한 뒤 정리하고, 면적 평균 속도 $u(s)$ 를 Eq. (6) 과 같이 정의하여 정리하면 Eq. (7) 과 같이 단순화된 식을 얻을 수 있다.

$$\rho_{\infty} \hat{u}^2 b^2 = 2 \int_0^{\infty} \bar{\rho} \hat{u}^2 r dr \tag{6}$$

$$\rho_{\infty} \hat{u} b^2 = 2 \int_0^{\infty} \bar{\rho} u r dr$$

$$\frac{d}{ds} [u^{*2} b^{*2}] - u_{\infty}^* \cos \theta \frac{d}{ds} [u^{*2} b^{*2}] = b^{*2} \frac{\sin \theta}{Fr^*} \tag{7}$$

흐름이 없는 실내 공기 상황을 고려하여 $u_{\infty} = 0$ 을 대입하면 다음과 같다.

$$\frac{d}{ds} [u^{*2} b^{*2}] = b^{*2} \frac{\sin \theta}{Fr^*} \tag{8}$$

또한 같은 방법으로 Eq. (3)을 정리하고, Froude number를 적용하여 사용하면 Eq. (9)를 얻을 수 있다.

$$\frac{d\theta}{ds} u^{*2} = \frac{\cos \theta}{Fr^*} \tag{9}$$

where $Fr^* = \frac{u_0^2 \left(\frac{\rho_0}{\rho_{\infty}} \right)}{gd \left(\frac{\rho_{\infty}}{\rho_{\infty} - \rho_{st}} \right)}$

화염 또는 제트 궤적의 반경에 해당되는 식은 다음과 같이 얻어질 수 있다.

$$\hat{u} \frac{db}{ds} = \beta (\hat{u} - u_{\infty} \cos \theta) \tag{10}$$

여기에서 흐름이 없는 실내 공기 상황을 고려하여 $u_{\infty} = 0$ 을 대입하면 다음과 같다.

$$\frac{db}{ds} = \hat{\beta} \tag{11}$$

여기에서 구해야 할 것은 제트 또는 화염의 궤적으로, 이는 θ 로 나타내어질 수 있으며, Eq. (8), Eq. (9), Eq. (11)을 고려하여 해석적인 해를 구하면 다음과 같이 궤적 s 의 함수로 나타내어질 수 있다.

$$\tan \theta = \tan \theta_0$$

$$+ \frac{1}{\left(\frac{\rho_0}{\rho_{\infty}} \right)^{\frac{3}{2}} \cos \theta_0 Fr^*} \left[\left(\frac{s}{d} \right) + 2\beta \left(\frac{s}{d} \right)^2 + \frac{4}{3} \beta^2 \left(\frac{s}{d} \right)^3 \right] \tag{12}$$

식 (12)에서 나타나는 값들 중 Fr^* 과 β 를 제외한 나머지 변수들은 문제의 정의에 의해서 모두 결정되어 있는 값이다. Fr^* 은 Eq. (9) 에 의해서 정의된 값으로, 이 중 ω 는 밀도의 변화를 고려하여 경험에 의해 결정되는 값이다. 프로판 부양 화염에 대해서 Peters 와 Götting은 이 값을 1로 정의하였다. 그러나 이를 연소가 일어나지 않는 단순 부양 제트에 적용하기 위해서는 이에 맞게 값을 조정해야 한다. 결정해야 하는 또 하나의 인자는 β 로서, 이는 부양 제트 또는 화염의 폭이 이의 궤적에 따라 어떻게 진행되는지를 나타내는 값이다. Peters 와 Götting은 이 값을 흐름이 없는 대기에서의 비부양 제트에 대한 해석해를 구하여 나타내었으며 이는 다음과 같다.

$$\beta = \alpha_3 \left(\frac{\rho_{st}}{\rho_{\infty}} \right)^{1/2} \tag{13}$$

앞의 계수 α_3 를 Peters 와 Götting은 0.23으로 놓았으며, 이는 비부양 화염의 해석해를 구하는 중에 사용된 아래 식과 같은 가정에 기반하고 있다.

$$\frac{\bar{\rho}^2 v_r r^2}{2 \rho_{\infty} v_r \int_0^r \bar{\rho} t dt} = \frac{\sqrt{\rho_0 \rho_{st}}}{\rho_{\infty}} \tag{14}$$

그러나 위 가정은 화염에 대한 것이므로 일반 부양 제트의 해석을 위해서는 계수의 조정이 필요하다. 물리적인 관점에서는 부양 화염의 폭보다 일반 제트의 폭이 더 작게 나와야 된다. 이를 고려하여, 부양 제트에 적용하기 위해 위 값을 다음과 같이 보정하였다.

$$\alpha_3 = 16 / (Re / 70) \tag{15}$$

Eq. (15)를 Eq. (13) 에 대입하면 일반 부양 제트에 대해서는 다음과 같이 β 값을 구할 수 있다.

$$\beta = \frac{16}{Re / 70} \left(\frac{\rho_{st}}{\rho_{\infty}} \right)^{1/2} \tag{16}$$

수소 화염의 길이를 구하기 위해서는 Eq. (16)의 해인 br^* 를 구하여 L 을 구하면 된다.

$$\left(\frac{3}{4}\beta Fr^* - \frac{1}{8}\right)b_f^{*2} + b_f^{*3} = \frac{3\beta\alpha_1^2}{16Z_{st}^2} Fr^* \quad (17)$$

$$b_f^* = \beta L / d_{eff}^2$$

Eq. (17)에서 α 값은 Peters 와 Göttingen 가 설정한 것과 같이 2.42 로 놓았다. 또한 d_{eff} 는 다음과 같이 정의된다.

$$d_{eff} = d \left(\frac{\rho_{st}}{\rho_{\infty}} \right)^{1/2} \quad (18)$$

4. 해석 결과 및 고찰

4.1 일반 부양 제트의 궤적 예측 및 해석

Fig. 3 에는 일반 부양 제트의 궤적을 예측한 결과를 실험 결과와 함께 나타내었다. 실험 결과는 Shadowgraph를 사용하여 헬륨의 궤적을 예측한 것을 사용하였으며, 사진 촬영 가능 영역의 한계로 인해 초기 분출 속도 4.16 ~ 12.39 m/s (Re 수 136 ~ 404) 범위 내에서의 궤적을 나타내었다. 이는 Fr 수 400 ~ 4000 에 해당된다. 초기 분출 속도가 빠를수록 x축 방향으로의 운동량이 증가하므로 부양이 이루어지는 지점이 분출 지점에서 더 멀어지게 된다. 일정 시간이 지나게 되면 운동량 제어 제트에서 부양 제어 제트로의 천이가 일어나게 되므로, 이후의 궤적 예측에는 좀 더 많은 주의가 필요하게 된다. 다만, 초기 운동량 제어 제트 영역에 해당되는 구간에서 Scaling을 수행한 결과는 실험 결과와 비교적 일치하고 있으며, 본 연구에서 수행된 scaling 의 물리적 타당성을 보여주고 있다.

그러나 실제 수소 저장소에서의 수소 누출시 수소의 분출 속도는 이보다 훨씬 빠를 것으로 예측되므로 훨씬 더 큰 범위의 Fr 에 대한 궤적 예측이 수행되어야 하며, 이는 실험적으로 파악되기 어려운 범위에 위치한다. 이에 따라 Fr 수를 250000 까지 늘려 제트의 궤적을 예측하였으며, 이는 수소 누출 속도 약 100 m/s 가량에 해당된다. Fig. 4 에는 예측을 수행한 결과를 나타내었으며, 수소의 경우에도 누출이 빠른 속도로 진행되는 경우 제트가 매우 멀리까지 진행되는 것을 볼 수 있다. 이러한 결과들을 통해 수소 누출시의 안전거리를 어떻게 설정해야할 지에 대한 기초 자료를 도출해낼 수 있다.

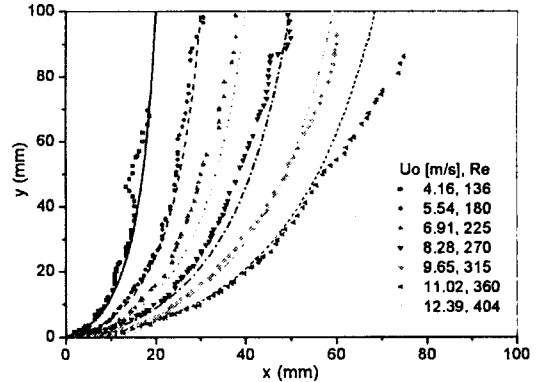


Fig. 3 Predicted H₂ jet trajectory with experimental results

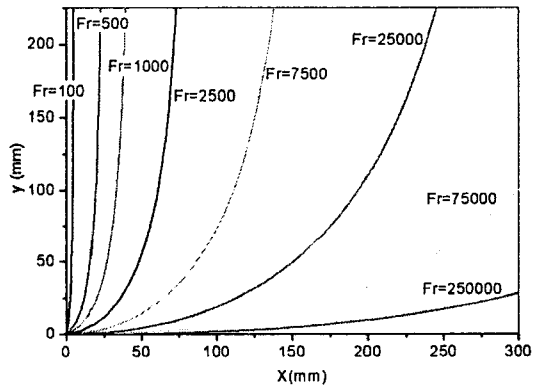


Fig. 4 Predicted H₂ jet trajectory in a wide range of Fr

4.2 수소 부양 화염의 궤적 예측 및 해석

수소 누출이 일어나 형성된 제트의 궤적에 점화원이 생기면 부양화염이 생기면서 궤적에도 변화가 생기게 된다. 온도가 높아짐에 따라 부양이 일어나는 지점이 분출구에서 더 가까워지고, 일정 지점에서 화염 형성에 필요한 최대 산화제량을 초과하는 과잉공기 공급으로 인해 화염 영역이 한정된다. Fig. 5 에는 Fig. 3 에서 나타난 낮은 범위에서의 Froude 수에 대한 수소 제트 궤적에 점화원이 존재하여 부양 화염이 형성될 때 화염의 궤적을 나타내었다. Fig. 3 와 비교할 때 반응열에 의한 온도 상승으로 인해 궤적의 변화가 크게 나타나고 있음을 확인할 수 있으며, 분출 속도가 빠를수록 화염 길이가 길어지고 있는 현상이 잘 나타나고 있다. Fig. 6 에는 초기 분출 속도에 따른 화염 길이의 변화를 가정에서 많이 사용되는 프로판 화염과 비교하여 나타내었다. 화염 길이는 초기 분출 속도에 대해 선형적으로 비례하고 있음을 보여주고 있다. 화염의 길이는 프로판 화염이 약 5배 ~ 7배 정도 길게 나타나

고 있으며, 초기 분출 속도가 커지면서 그 차이가 점점 더 커지고 있다.

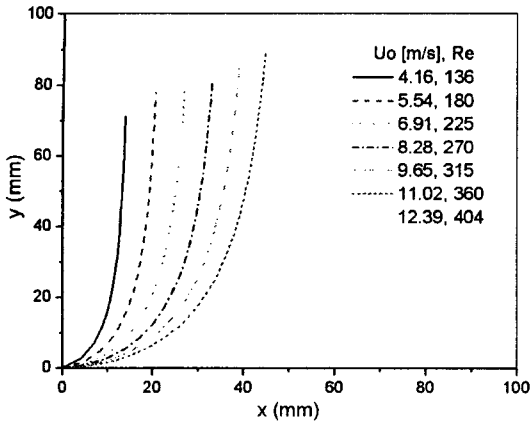


Fig. 5. Trajectory of H₂ flame in the range of low Fr (400~4000)

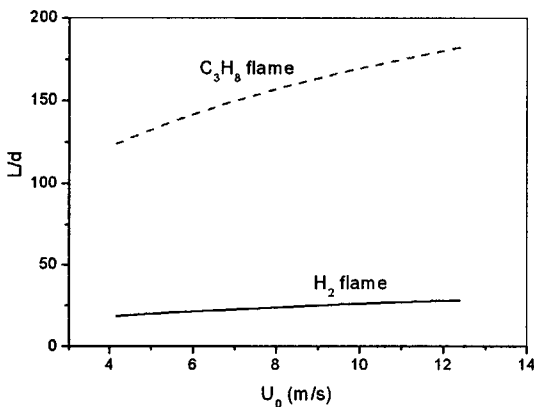


Fig. 6. Length of H₂ and C₃H₈ flames for various Fr (400~4000)

Fig. 7 과 Fig. 8 에는 분출 속도가 훨씬 빠른 경우에 대해, 즉 Fig. 4 에서 나타나고 있는 제트 제적에 점화원이 있을 경우 생기는 화염의 제적 및 화염 길이를 나타내었다. 수소 화염의 경우 약 100m/s 의 분출 속도까지는 0.3 X 0.3 m 의 부분에 화염대가 모두 들어오고 있음을 보여주고 있다. 즉, 점화원의 위치가 이 범위 밖에 있으면 화염이 생성되지 않음을 보여준다. 초기 속도가 커질 때에는 화염 길이가 길어지고 있는 현상을 보여주고 있으며, Fig. 8 에서 나타난 것처럼 Fr 수가 100000 을 넘으면 거의 선형적으로 화염 길이가 증가하고 있다. 화염의 길이는 수소 화염의 경우 프로판에 비해 그 변화가 대체로 완만하며, 길이는 약 1/5 수준에서 나타나고 있다.

Fig. 9 에는 외기가 움직이지 않고 $\theta_0 = 0$ 일 때의 수소 화염 길이를 수평 방향과 수직 방향으로

분해하여 Froude 수를 $100 \sim 10^8$ 까지 변화시켜가면서 계산을 수행한 결과를 나타내었다. Froude 수가 100으로 작을 경우, 즉 초기 분출속도가 작은 경우에는 화염의 부양 특성 외에도 수소 자체의 부양 특성에 의해 수직 방향 성분의 화염길이 전체 화염 길이의 전체를 차지하고 있으며 수평 방향으로는 거의 0에 가까운 값을 가지게 된다. 그러나, 초기 분출 속도가 늘어나고 Fr 수에 이에 제공하여 증가하면서 운동량에 의해 제트의 초기 거동이 제어되고, 이에 따라 화염 길이의 수평 방향 성분이 증가하게 된다. Fr 수가 10^5 이 될 때까지 화염의 수직방향 성분도 계속하여 증가하게 되는데, 이는 수소의 분출량이 많아지면서 화염 길이가 길어지기 때문이다. 이 부분을 기점으로 화염의 수평 방향 길이가 수직 방향 길이를 초과하게 된다. Fr 수가 10^6 이 되면 화염 길이의 수직 방향 성분은 급격하게 감소하게 되며 Fr 수가 10^8 이 되면 수직 방향 성분은 거의 없어지고 수평 방향 성분의 화염 길이만 남게 된다. Peters 와 Götting의 계산에 따르면 프로판을 연료로 사용했을 때 화염길이의 수직 방향 성분이 0에 가까워지는 지점은 Fr 수 $10^6 \sim 10^7$ 사이에 있게 되는데 반해[5] 수소 화염은 $O(1)$ 이상 증가하는 것을 확인할 수 있다. 이는 초기 분출 속도가 같을 때 고압 수소 용기의 수평 방향 안전 거리가 프로판 용기에 비해 더 짧게 설정될 수 있음을 의미한다. 그러나 수소 용기 내 압력이 프로판 용기 내 압력보다 통상적으로 훨씬 더 높다는 사실과, 제트의 천이가 수평 방향의 이송 거리를 증가시키는 효과가 있다는 사실을 고려하면, 수소 용기의 안전 거리 설정은 보다 더 주의 깊게 이루어져야 할 것이다.

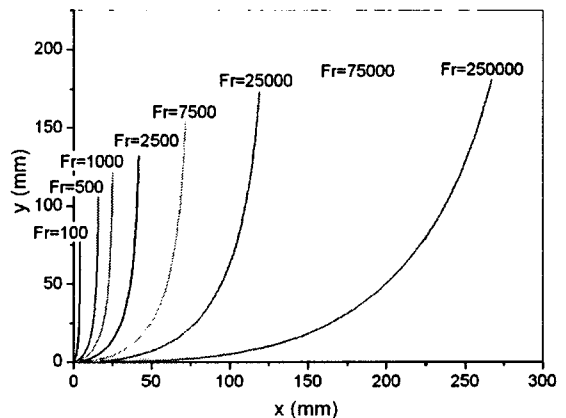


Fig. 7. Trajectory of H₂ flame in the range of high Fr (100~250000)

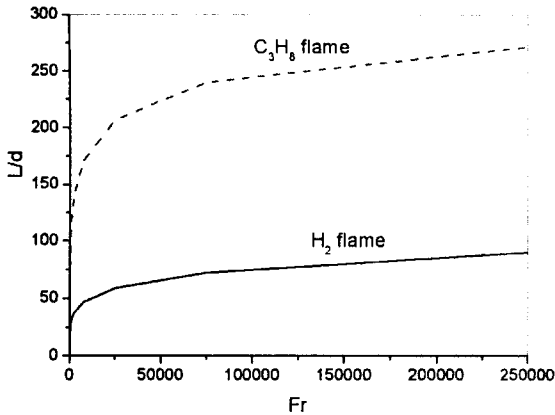


Fig. 8. Length of H_2 and C_3H_8 flames for various Fr (100~250000)

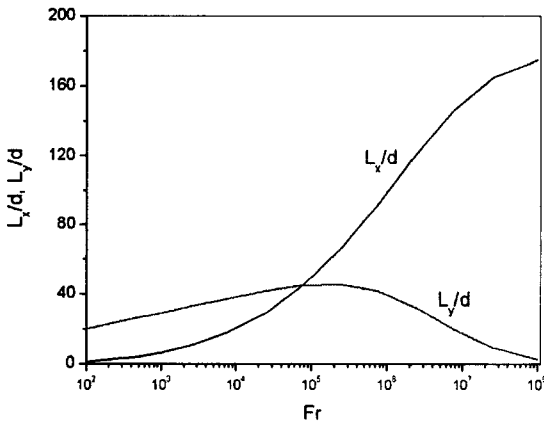


Fig. 9. Horizontal and vertical components of the flame length for hydrogen, L_x , L_y/d for $u_\infty=0$ and $\theta_0=0$

Fig. 10 에는 수소 화염에서 $Fr=250000$ 일 때 제트의 초기 분출 각도에 따른 수소 화염 궤적의 변화를 나타내었다. 초기 분출 각도 θ_0 가 0° 보다 클 때에는 θ_0 가 증가함에 따라 궤적의 수직 방향 성분이 증가하고 수평 방향 성분이 감소하는 경향을 잘 나타내고 있다. 수평 방향 길이 성분은 θ_0 를 0° 에서부터 감소시키면서 보았을 때 -30° 까지는 계속하여 증가하고 있으며, -45° 에서는 감소한 것을 볼 수 있다. 본 해석 방법을 통해 계산한 결과 수평 방향 길이가 최대가 되는 지점은 약 26° 근처에서 형성되었으며, 이 때의 수평 방향 화염 길이는 약 283 mm 근처에서 형성되었다. 이는 제트의 천이가 고려되지 않은 것으로, 정확한 화염 길이를 결정하기 위해서는 이를 고려한 자세한 해석이 필요하다. 그러나 이러한 해석 방법을 통해 수소 제트 및 화염의 초기 거동에 대한 유용한 정보를 얻을 수 있으며, 수소 화염의 수평 방향 길이가 최대가 되는 초기

분출 각도 지점을 결정하기 위해서 연료의 부양 특성과 화염이 가지고 있는 부양 특성이 적절하게 고려되어야 함을 확인할 수 있다.

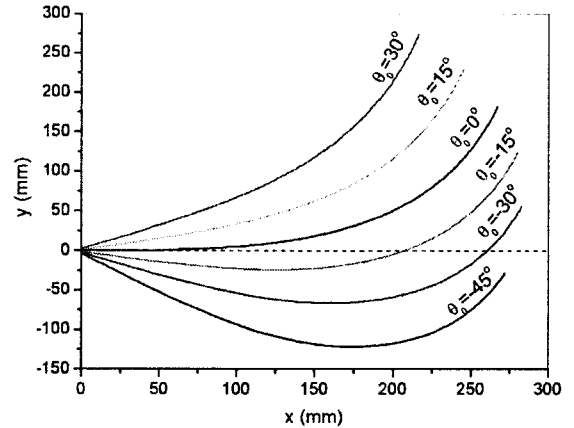


Fig. 10. Flame trajectories for various initial angles of the jet (H_2 , $Fr=250000$)

5. 결론

밀폐공간에서 고압으로 저장되어 있는 수소가 누출될 때의 초기 거동을 예측하기 위한 근사해를 제시하였다. 초기 분출 속도에 따른 수소 제트 및 화염의 궤적과 화염 길이 등의 값이 도출되었으며, 프로판 난류 부양 화염과 그 특성을 비교하였다. 부양화염의 용이성에도 불구하고 고압의 탱크에서 수소가 누출되었을 때 처음에는 큰 초기 속도로 인해 운동량에 의해 제어되는 것을 보여주고 있으며, 이 때의 제트 궤적을 근사 해가 어느 정도 타당성 있게 예측하고 있음을 실험 결과와의 비교를 통해 보여주었다. 또한 초기 분출 속도가 클수록, 즉 Fr 수가 클수록 제트가 멀리까지 진행되는 것을 잘 모사하고 있었으며, 분출 속도가 커지면서 운동량의 증가로 인해 수평 방향의 화염 길이가 수직 방향에 비해 전체 화염 길이에 중요한 영향을 끼치고 있는 사실을 잘 보여주고 있다. 수소 화염의 프로판 화염과 비교했을 때 약 1/4 - 1/6 정도의 화염 길이 특성을 보여주었으며, 화염 성분의 수직 방향이 소멸되는 Fr 수는 수소의 부양 특성으로 인해 수소 화염이 $O(1)$ 가량 더 크게 나타났다. 또한 수소 분출 초기 각도에 따라 달라지는 화염 궤적 특성을 통하여 화염의 최대 수평 도달 거리를 구할 수 있다. 이러한 접근 방법을 통하여 얻어진 결과는 이후 Lagrangian 수치모사기법을 이용한 수소의 부양화염에 대한 수치모사의 초기조건으로 활용될 수 있으며, 수소 저장 탱크의 안전 거리 산출

을 위한 기초 자료로 활용될 수 있다.

감사의 글

본 연구는 고효율 수소 에너지 제조저장이용 기술개발 사업단 (과학기술부 프론티어 사업 지원)의 연구비 지원을 받아 이루어졌습니다.

참고문헌

- [1] Center for Chemical Process Safety, Use of Vapor Cloud Dispersion Models, AIChE, New York, 1996.
- [2] 이창훈, 한국형 실시간 확산모델 개발, 한국과학기술연구원, 2004.
- [3] J. Puttock, "Comparison of Thorney Island Data with Predictions fo HEGABOX/HEGADAS," Journal of Hazardous Materials, Vol. 16. pp. 439-455, 1987
- [4] 김종수, 유해화학물질사고 국가비상대응정보 시스템 (NERIS) 개발, 환경부, 2004.
- [5] N. Peters, and J. Göttgens, "Scaling of buoyant turbulent jet flames," Combustion and Flame, Vol. 85, pp. 206-214, 1991
- [6] J. P. Gore and C. Q. Jian, "Analytical solution to the flame trajectory based on the analysis of "Scaling of buoyant turbulent jet flames" by N. Peters, and J. Göttgens", Combustion and Flame, Vol. 93, pp. 336-337, 1993