

論文

J. of The Korean Society for Aeronautical and Space Sciences 43(1), 8-22(2015)

DOI:http://dx.doi.org/10.5139/JKSAS.2015.43.1.8

ISSN 1225-1348(print), 2287-6871(online)

액체-액체 동축형 스월 인젝터의
수치적 모사를 위한 SPH 코드 개발 및 검증

김유천, Fedir V. Sirotkin, 여재익*

SPH Code Development and Validation for Numerical Simulation
of Liquid-Liquid Swirl Coaxial Injector

You-Cheon Kim, Fedir V. Sirotkin and Jai-ick Yoh*

Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Seoul National University

ABSTRACT

Most jet spray and atomization simulations are done with the Eulerian method which has inherent disadvantage in representing jet breakups and droplets. Full Lagrangian particles method called Smoothed Particle Hydrodynamics(SPH) is used in this work. We develop the SPH code and perform validations that confirm the suitability of our SPH method for simulating liquid jet atomization problem. Then, we conduct the simulation of liquid-liquid swirl coaxial injector for comparison against the experimental data.

초 록

지금까지 인젝터의 수치적 시뮬레이션은 대부분 Eulerian 기법의 바탕위에서 이루어져 왔다. 그러나 액체제트의 미립화현상과 복잡한 공기와의 경계면 변화를 나타내는데 있어 기존의 기법들이 갖는 선천적인 단점이 존재하며 따라서 본 연구에서는 새로운 Smoothed Particle Hydrodynamics(SPH)라는 입자 기법을 도입하였다. 수치적 시뮬레이션을 위해 먼저 해석을 위한 SPH 코드를 개발하였으며 본 논문에서는 인젝터 문제를 정확하게 나타내는데 있어 필수적인 알고리즘중 하나인 다상유동모사에 대한 검증문제가 제시 되어 있다. 마지막으로 다양한 인젝터 종류 중 하나인 액체-액체 동축형 스월 인젝터에 대한 시뮬레이션이 수행되었으며 실제실험과의 비교를 진행하였다.

Key Words : Atomization(미립화), Smoothed Particle Hydrodynamics(SPH), Kelvin-Helmholtz instability(켈빈-헬름홀츠 불안정성), Injector(인젝터)

1. 서 론

액체 로켓 인젝터(injector)에서 일반적으로 연료/산화제는 액체 상태로 분사되며 액체제트

(liquid jet) 형태로 서로 충돌하거나 섞이게 된다. 이 과정에서 액체제트는 더 작은 구조의 액적형태로 미립화(atomization)된다. 이처럼 인젝터의 분무특성(spray characteristic)은 미립화 과

† Received : October 23, 2013 Revised : November 18, 2014 Accepted : December 16, 2014

* Corresponding author, E-mail : jjyoh@snu.ac.kr

정으로서 나타내어지는데 인젝터의 분무특성에 따라 로켓 엔진 연소의 효율과 연소 불안정성 등은 큰 영향을 받게 된다. 따라서 로켓 인젝터의 분무특성에 대한 연구는 로켓 엔진 개발에 있어 매우 중요한 비중을 차지하게 된다.

그러나 연료/산화제의 분무현상은 물리적으로 점성력, 표면장력, 중력 등 다양한 힘들의 복합적인 상호 작용을 받게 되며 또한 인젝터의 형태 변수에 따라서도 다른 분무특성을 나타낸다. 따라서 실제 실험만으로 수많은 각 조건에 따른 인젝터의 분무특성을 파악하는 것은 매우 힘들고 수고스러운 작업이 된다.

이러한 분무현상의 복잡한 특성으로 인해 수치적 시뮬레이션을 통한 해석은 실제 실험에 좋은 참고 자료가 되어 줄 수 있고 잘 개발된 수치적 틀은 그 자체만으로도 상당한 신뢰성을 갖는 좋은 도구가 될 수 있다.

위에서 언급하였듯이 인젝터의 분무특성은 미립화 과정으로서 나타내어지고 미립화 과정중에 액체제트는 매우 복잡한 공기와의 경계면 변화를 겪게 된다. 수치적인 관점에서 인젝터를 모사하기 위해서는 이러한 현상을 잘 나타낼 수 있어야 한다. 이를 위하여 본 연구에서는 Smoothed Particle Hydrodynamics(이하 SPH) 라는 입자 (particle) 기반의 라그랑주 기법을 사용하였다. SPH는 인젝터 분무현상을 시뮬레이션 하기 위해 기존에 사용되던 격자 기반의 수치적 방법들에 비해 여러 장점을 가지고 있다.

1.1 선행연구 조사

액체제트의 미립화 과정을 수치적으로 묘사하기 위해 많은 선행연구가 이루어져 왔다. 대부분의 선행연구는 격자 기반의 Eulerian 접근방법을 기본으로 적용해왔다. Lebas등[1]은 Direct Numerical Simulation(이하 DNS) 을 적용하여 액체제트의 초기 분열과 미립화를 시뮬레이션 하였다. DNS는 매우 정확하게 현상을 나타낼 수 있으나 계산시간이나 계산비용이 매우 많이 소모된다. Menard 등[2]은 Level set/Volume Of Fluid/Ghost Fluid 기법을 혼합하여 시뮬레이션 하였다. 많은 Eulerian 기법의 수치 해석에서 그렇듯 서로 다른 물질간의 경계층 추적에는 Level set 기법을 사용하였고 물성치의 불연속은 Ghost Fluid 기법을 사용하여 보완하였다. 그러나 액체제트의 미립화 문제의 경우 매우 작은 크기로 쪼개지는 액적들이 존재하는데 이러한 액적들을 잡아내기 위해서는 격자의 크기가 매우 작아져야 하고 이는 곧 계산시간과 비용의 증가로 이어지

게 된다. 또한 액체제트 미립화 현상의 경우 상 경계면의 변화가 매우 심한 특징이 존재하여 Level set 기법을 적용할 경우 에러가 증가하는 요인이 될 수 있으며 액체 상태의 분율이 적어지는 영역에서는 질량 보존에 관련한 오차가 증가할 수도 있다.

격자크기에 의한 오차를 줄이기 위해 Fuster 등[3]은 Adaptive Mesh Refinement(AMR) 기법을 사용하였다. 액체제트 미립화의 경우 노즐로부터 멀어짐에 따라 액적구조의 크기가 작아지는데 이에 따라 대략적으로 격자의 크기를 조절하는 방법을 사용하였다. 그러나 불규칙한 미립화 현상의 특성상 어떤 영역에 대해 격자를 추가하거나 제거, 또는 변형할지에 대한 기준이 불명확하고 격자 변형자체로 인한 에러또한 증가할 위험이 있다.

1.2 SPH method

본 연구에서는 선행연구에서 발생한 문제점들을 해결하기 위한 방안으로 SPH 수치 기법을 사용하였다. SPH는 격자대신 가상의 입자를 사용하는 라그랑주 기법으로서 격자 계산 전처리 과정에서 가장 어려운 부분 중의 하나인 격자 구성이 필요하지 않은 큰 장점이 있다. 각 입자들은 마치 실제 입자처럼 계산 영역 안에서 자유롭게 움직이며 질량, 부피, 압력 그리고 속도 등의 물성치를 갖는다.

또한 SPH는 입자를 사용하는 기법의 특성상 여러 가지 장점을 갖게 된다[4, 9]. 첫째로 다상 유동(Multi-Phase flow) 을 모사하는데 있어 경계면을 나타내는데 장점을 갖는다. Eulerian 기법의 경우 고정되어 있는 격자로 인해 상경계면을 표현하기 위한 Level Set 기법 같은 부가적인 수치기법이 필요하며, 복잡한 상경계면의 경우 이로 인한 오차가 발생할 수 있다. 그러나 SPH는 초기에 각 입자에 액체 혹은 기체와 같이 상을 지정해놓으면 부가적인 기법 없이 경계층을 자연스럽게 나타낼 수 있다. 따라서 부가적 기법의 사용으로 인한 오차로부터 자유로울 수 있다. 또한 공간상에 고정 돼 있는 격자를 사용하지 않으므로 인해 불필요한 영역에 소모되는 계산 비용을 줄일 수 있다. 분자간힘, 점성력 그리고 표면장력 등의 물리적 현상은 SPH 의 Formulation을 사용하여 지배방정식에 쉽게 추가할 수 있다.

액체 제트의 미립화 현상은 위에서 언급된 SPH의 장점들이 잘 적용될 수 있는 문제다. 먼저 액체제트의 경계면은 공기와의 상호작용으로 인하여 매우 큰 변형을 겪게 되며 이를 Level

Set 기법으로 나타내는 것은 매우 큰 오차를 야기할 수 있다. 또한 액체제트의 미립화 현상은 액체제트가 작은 액적들로 분열되는 과정인데 이를 나타내는데 있어 입자 방법인 SPH를 사용하는 것은 매우 자연스럽게 타당하며 실제로 현상을 잘 나타낼 수 있는 장점을 갖는다.

그러나 SPH 기법의 경우 공간상에 고정되어 있는 격자를 사용한 계산이 아니며 입자들이 각자 계산공간상에서 움직이기 때문에 입자들의 개수가 작아지는 영역이 존재할 경우 보간을 통한 계산에 필요한 입자의 수가 작아지는 현상이 발생한다. 따라서 이러한 현상으로 인해 계산의 정확도가 떨어지는 현상이 발생한다. 본 연구에서는 시뮬레이션시 고체 경계면의 설정등을 통해 이러한 단점을 극복하고자 하였다.

본 연구에서는 인젝터에서의 미립화 현상을 시뮬레이션 하기 위해 SPH 코드를 초기단계부터 구축하였으며 검증문제를 통해 코드의 타당성을 검토하였다. 타당성 검토후 제작된 코드를 이용하여 단일 스웰 인젝터 형상 그리고 동축형 스웰 인젝터 형상에 대한 시뮬레이션을 하였고 다양한 실험결과와의 비교를 통해 결과를 검증하였다.

II. Numerical method

2.1 지배방정식

Navier-Stokes 방정식을 Lagrangian 형태로 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} \quad (1)$$

$$\frac{Dv^\alpha}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma^{\alpha\beta}}{\partial x^\beta} \quad (2)$$

$$\frac{De}{Dt} = \frac{\sigma^{\alpha\beta}}{\rho} \frac{\partial v^\alpha}{\partial x^\beta} \quad (3)$$

식 (1), (2), (3) 은 각각 질량 보존식, 모멘텀 보존식, 에너지 보존식이다. α 와 β 는 좌표계 방향이며 σ 는 다음과 같은 전체 응력 텐서이다.

$$\sigma^{\alpha\beta} = -p\delta^{\alpha\beta} + \tau^{\alpha\beta} \quad (4)$$

p 는 등방성 압력이고 τ 는 점성 응력이다.

이러한 Navier-stokes 방정식의 Lagrangian 형태를 참고문헌[4]에서 설명된 바와 같은 SPH 공식을 이용하여 변형시키면 다음과 같다.

$$\frac{D\rho_i}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j v_{ij}^\beta \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (5)$$

$$\frac{Dv_i}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\sigma_i^{\alpha\beta} + \sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_i \rho_j} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + g + a_{s,i} \quad (6)$$

$$\frac{De_i}{Dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i^{\alpha\beta} + p_j^{\alpha\beta}}{\rho_i \rho_j} \right) v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{\mu_i}{2\rho_i} \epsilon_i^{\alpha\beta} \epsilon_i^{\alpha\beta} \quad (7)$$

식 (5), (6), (7) 는 각각 SPH 형태의 질량 보존식, 모멘텀 보존식, 에너지 보존식이다. g 는 중력 가속도를 나타내고 $a_{s,i}$ 는 표면장력에 의한 외력을 나타낸다. W_{ij} 는 입자간의 kernel 함수값을 나타낸다. kernel 함수는 입자 j 가 입자 i 에 미치는 영향을 나타내는 값으로서 두 입자간의 거리가 가까울수록 큰 값을 갖는다. 위의 SPH 지배방정식을 보면 공간상에 대한 합(\sum)의 값으로서 방정식이 표현됨을 알 수 있는데 여기서 공간은 Support domain 이라는 것으로서 나타내어지며 입자 i 에 영향을 미치는 입자 j 의 범위를 나타낸다. 본 연구에서는 시간에 대하여 Runge-kutta 4차 방법을 이용하여 시뮬레이션을 수행하였다.

위와 같은 지배방정식에 더하여 압력을 계산하기 위한 상태방정식을 추가로 사용하였다. 본 연구에서 액체상태의 압력은 Tait 상태방정식을 사용하여 구하였고 다음과 같다[5].

$$p = b \left(\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma_l} - 1 \right) \quad (8)$$

$$b = \frac{\rho_0 c_l^2}{\gamma_l} \quad (9)$$

b 는 Tait 계수 이며 c_l 은 액체에서의 음속, 비열비 $\gamma_l = 7$ 의 값을 사용하였다[5]. ρ_0 는 초기 액체 밀도 값을 나타낸다.

또한 기체 상태에는 이상기체 상태방정식을 사용하였으며 다음과 같다.

$$p = (\gamma_a - 1) \rho e \quad (10)$$

비열비 $\gamma_a = 1.4$ 의 값을 사용하였다.

2.2 표면장력 알고리즘

SPH를 통해 서로 다른 두 물질간의 표면장력을 구현하는 방법은 일반적으로 크게 두 가지가 있다. 첫 번째 방법은 미시적인 관점에서 표면장력을 구현하는 방법이고[6] 다른 하나는 거시적

인 관점에서 표면장력을 구현하는 방법이다[7]. 미시적인 방법의 경우 표면장력 모델이 매우 간단하고 적용이 용이하지만 결과로서 구해진 표면장력이 교정과정을 거쳐야 하고 해상도가 증가함에 따라 표면장력이 일정한 값으로 수렴하지 않는다는 단점이 있다. 그러나 거시적인 방법의 경우 다소 복잡한 알고리즘을 가지고 있지만 교정과정이 필요 없고 해상도가 증가함에 따라 표면장력이 일정한 값으로 수렴하는 합리적인 알고리즘이다. SPH에서는 Brackbill등[8]이 개발한 Continuum Surface Force(CSF) 기법이 적용되고 있으며 Fedir등[9] 이 CSF를 이용하여 Liquid jet의 Breakup을 시뮬레이션 한 바 있다. CSF기법에서 표면장력은 수식으로 다음과 같다.

$$F_s = \delta_s \sigma \kappa \hat{n} \quad (11)$$

δ_s 는 surface delta function이고 σ 는 표면장력 계수를 나타낸다. 본 연구에서는 인젝터 시뮬레이션에 대하여 표면장력계수로서 상온 15°C에서 물의 물성치인 0.0742N/m의 값을 사용하였다. κ 는 경계면에서의 곡률반경을 나타내고 \hat{n} 은 경계면의 단위수직벡터를 나타낸다. 각 항들은 다음과 같은 과정을 통해 구할 수 있다.

$$c_i = d_{particle} \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} W_{ij} \quad (12)$$

CSF 기법에서는 각 입자의 상을 구분하기 위해 계산과정중에 컬러(c_j)라는 값을 식 (12)를 통해 구한다. $d_{particle}$ 은 입자의 상을 결정하는 상수로서 각 물질의 구별을 위해 초기에 설정되는 컬러 값이다. 예를 들어 기체에는 1, 액체에는 2의 $d_{particle}$ 값을 할당하면 시뮬레이션 중에 기체 상태의 입자는 계속해서 1의 값을 갖고 액체 상태의 입자들은 계속해서 2의 컬러 값을 갖게 된다. 이때 액체와 기체 경계면에 존재하는 입자들은 액체와 기체 입자 모두의 영향을 받기 때문에 1과 2 사이의 값을 갖게 되고 컬러 값의 구배가 발생하게 된다.

$$n = \nabla c \quad (13)$$

$$\delta_s = |n| \quad (14)$$

$$\hat{n} = \frac{n}{\delta_s} \quad (15)$$

이러한 구배를 통해 식 (13)과 같이 경계면에서의 수직벡터 값이 계산되고 식(15)와 같이 단

위수직벡터 값이 구해진다.

$$\kappa = -\nabla \cdot \hat{n} \quad (16)$$

구해진 단위수직벡터를 이용하여 경계면의 곡률반경을 식(16)과 같이 구할 수 있으며 구해진 항들과 식(11)을 통해 표면장력 값을 구할 수 있다. 수직벡터와 곡률반경에 대한 SPH형태의 수식은 다음과 같다.

$$n_i = \sum_{j=1}^N V_j (c_j - c_i) \nabla W_{ij} \quad (17)$$

$$\kappa_i = \sum_{j=1}^N V_j (\hat{n}_j - \hat{n}_i) \cdot \nabla W_{ij} \quad (18)$$

2.3 Kernel 함수

SPH에서 Kernel 함수는 계산의 정확도를 결정할 뿐만 아니라 계산비용과 효율에도 지대한 영향을 미친다. 본 연구에서는 기본적으로 가장 널리 쓰이며 정확도와 계산효율이 검증된 바 있는 cubic spline kernel 함수를 사용하였으며 다음과 같다.

$$W = \frac{\alpha_d}{h^d} \begin{cases} \frac{2}{3} - q^2 + \frac{1}{2}q^3 & 0 \leq q < 1 \\ \frac{1}{6}(2-q)^3 & 1 \leq q < 2 \\ 0 & q \geq 2 \end{cases} \quad (19)$$

$q = r/h$ 이며 r 은 입자 간의 거리이다. d 는 공간의 차원을 나타내며 α_d 는 정규화 시키기 위한 상수로서 다음과 같은 값을 가진다.

$$\alpha_d = \begin{cases} 1 & d=1 \\ \frac{15}{7\pi} & d=2 \\ \frac{3}{2\pi} & d=3 \end{cases} \quad (20)$$

III. 검증문제

3.1 Oscillating rod 문제

본 연구에서 표면장력은 2.2절에서 언급한 바와 같이 Brackbill등이 개발한 Continuum surface force (CSF) 기법을 통해 구현되었다.

구축된 표면장력 알고리즘을 검증하기 위해 선택된 문제는 Oscillating rod 문제이다. Oscillating rod 의 초기형상은 Fig. 1(a)와 같으며 입자의 밀도는 $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$, 표면장력 계수

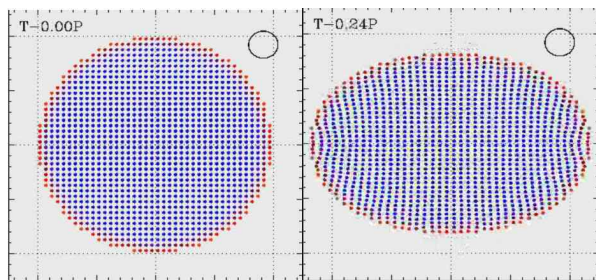
는 $\sigma = 0.072 \text{ N/m}$, 점성계수는 $\mu = 10.0 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ 를 사용하였다. 초기조건으로 주어진 속도장은 $v_x = -75x, v_y = 75y$ 이며 초기압력장은

$$p_0 = \frac{\rho_0 A^2}{2} [R^2 - (x^2 + y^2)]$$

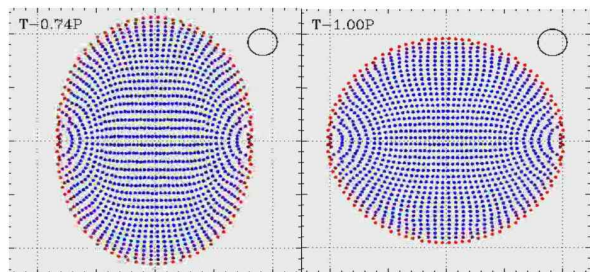
와 같이 주어졌다. 시뮬레이션에 사용된 입자의 총 개수는 1,264개이다.

Oscillating rod 문제에서 Fig. 1(a)와 같이 원형을 이루고 있는 입자들을 위 아래로 누르는 형태의 초기속도장이 주어지면 시뮬레이션 초기에는 누르는 힘에 의해 원형의 입자들이 Fig. 1(b)처럼 양 옆으로 찌그러지게 되는데 표면장력의 존재로 인해 찌그러진 원형은 다시 Fig. 1(c)와 같이 위로 찌그러진 형태로 변화하게 된다. 표면장력의 존재로 인해 원형의 입자들은 계속해서 위, 아래로 진동하게 되며 일정한 진동주기를 갖게 된다. Fig. 1에서 테두리 부분에 다른 색으로 나타내어진 입자들이 이론적인 진동주기에 맞는 원형의 형태를 나타내며 계산을 통해 구해진 원형의 형태와 매우 잘 일치함을 확인할 수 있다.

계산을 통해 구해진 컬러 값과 곡률반경 값을 입자의 위치(r/R)에 따라 Fig. 2에 나타내었다. R 은 원형의 반지름을 나타내고 r 은 입자의 위치에 따른 원점으로부터의 거리를 나타낸다. Fig. 2(a)를 보면 물질의 상경계면 부분 즉 원형의 경계 부분에서 컬러 값의 구배가 발생함을 확인할

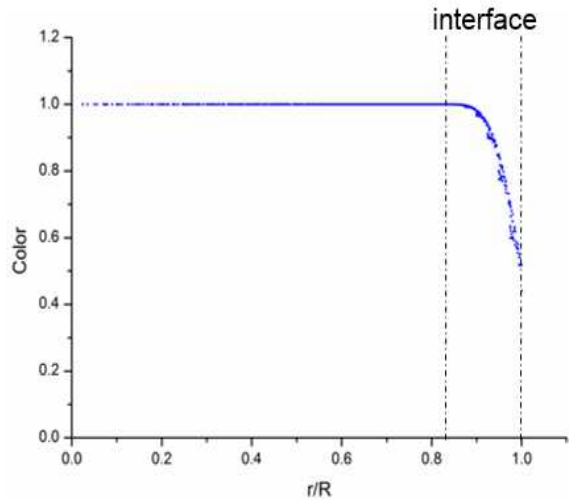


(a) Initial (b) 0.24P

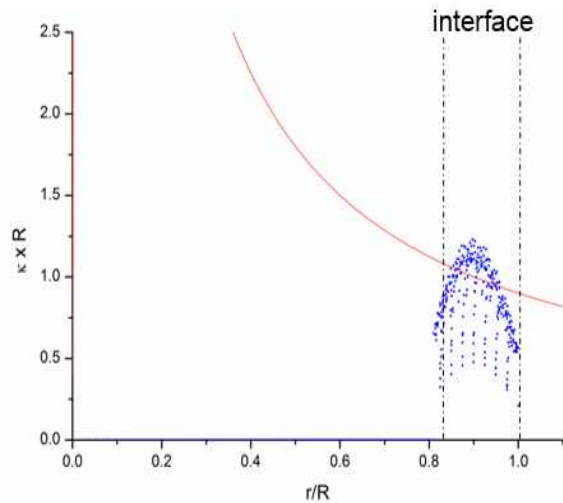


(c) 0.74P (d) 1.00P

Fig. 1. Snapshot of oscillating rod simulation



(a) Color distribution



(b) Curvature comparison between analytic and computation

Fig. 2. Color and curvature distribution with particle location

수 있는데 이로부터 경계면에서의 수직 벡터 값과 곡률반경 값이 구해진다. Fig. 2(b)에는 계산을 통해 구해진 곡률반경 값과 이론적인 곡률반경 값의 비교를 나타내었다. 실선이 이론적인 값을 나타내는데 계산값이 이론적인 값 주변에 분포함을 확인할 수 있다.

3.2 Kelvin-Helmholtz 불안정성 문제

Kelvin-Helmholtz(이하 K-H) 불안정성 문제는 SPH의 물질 간 경계면 모사를 보여주기 위해 선택한 검증 문제이다. K-H 불안정성은 서로 다른 밀도를 갖는 물질간의 경계면에서 물질간의 상호

작용으로 인해 발생하는 현상이다. 실제로 인젝터에서 액체제트의 미립화가 일어나는데 있어서도 액체와 공기간의 상호작용으로 인해 발생하는 K-H 불안정성이 미립화의 주요원인으로서 작용한다. 수치적으로는 물질간의 상경계면 모사를 위한 검증 문제로서 Eulerian 기법을 이용한 연구에서도 많이 수행되고 있다.

본 연구에서 시뮬레이션한 K-H 불안정성의 초기조건에서 2의 밀도를 갖는 아래 유동은 0.5 m/s의 속도로 오른쪽으로 이동하고 1의 밀도를 갖는 위 유동은 0.5m/s의 속도로 왼쪽으로 이동한다. K-H 불안정성 형성을 위해 초기 속도장에 섭동을 주었으며 다음과 같다.

$$v_y = 0.025\sin[\pm 12\pi(x+0.5)] \quad (21)$$

when $|y \pm 0.25| < 0.025$

위 식에서 x, y 는 해당 격자의 좌표를 나타내며 v_y 는 각 격자에서의 y 방향 속도를 나타낸다.

위와 아래 경계면은 벽면 경계 조건을 사용하였

고 왼쪽과 오른쪽 경계면은 주기 경계 조건을 사용하였다. 나머지 초기조건은 검증대상으로 쓰인 참고문헌[10]와 똑같이 설정 하였으며 사용된 입자의 개수는 393,160개 이다.

시뮬레이션 결과가 Fig. 3에 나타나 있다. (a)는 참고문헌 결과 (b)는 본 연구의 결과이다. 본래 K-H 불안정성의 경우 물질 경계면에서 서로 다른 방향의 속도로 움직이는 물질간의 상호작용으로 인해 발생하는 현상으로서 시뮬레이션에서는 Fig. 3과 같은 서로 다른 물질이 꼬이는 소용돌이 모양의 형상이 계산을 통해 얼마나 잘 표현되는지를 기준으로 하여 코드가 물질경계면의 상호작용을 잘 나타내고 있다고 판단한다. 따라서 참고문헌에서도 K-H 불안정성을 정량적으로는 나타내지 않고 있으며 정성적으로 물질간의 상호작용을 잘 나타내고 있다고 판단한다. 본 연구를 통해 제시된 K-H 불안정성은 이와 같은 측면에서 서로 다른 밀도를 갖는 물질간의 상호작용을 잘 나타내고 있다고 판단할 수 있으며 그 형태에 있어서도 정성적으로 검증대상과 잘 일치함을 알 수 있다. 이 결과를 통해 우리의 SPH 코드를 이용하여 물질간의 경계층 그리고 K-H 불안정성을 잘 모사하고 있음을 알 수 있다.

IV. 단일 스왈 인젝터 시뮬레이션

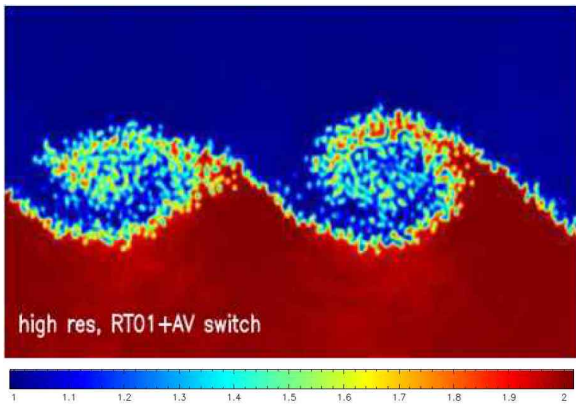
비록 실제 로켓 엔진에서는 연료와 산화제가 모두 사용되고 따라서 보통 두 개의 스왈 인젝터가 사용되지만 하나의 스왈 인젝터에 대한 연구 또한 인젝터의 분무 특성을 파악하는데 용이하기 때문에 실제 실험에서도 많은 연구가 진행되고 있다[11].

액체제트가 미립화되는 주요 원인 중 하나는 aerodynamic instability 이다. 하나의 스왈 인젝터에 대한 시뮬레이션을 수행할 경우 순수하게 액체 제트와 주위 공기의 상호작용에 의한 분열을 확인할 수 있기 때문에 코드를 통해 aerodynamic instability가 잘 구현되고 있는지 또한 검증할 수 있다.

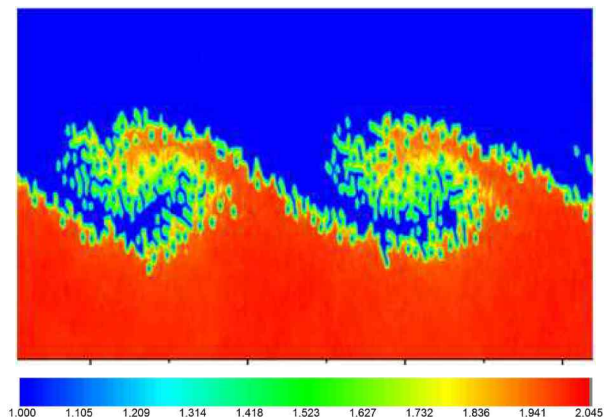
본 연구에서는 정확한 스왈 인젝터 시뮬레이션과 결과의 검증을 위하여 참고문헌[11, 16] 의 실제 스왈 인젝터 실험결과와의 비교를 수행하였다. 시뮬레이션에 사용된 스왈 인젝터의 형상과 실험조건 또한 모두 같다.

4.1 스왈 인젝터 시뮬레이션을 위한 가정

본 연구에서는 스왈 인젝터 시뮬레이션을 위해 다음과 같은 몇 가지 가정을 사용하였다. 오



(a) Density contour of Price[10]



(b) Density contour of Present study

Fig. 3. Kelvin–Helmholtz validation against Ref. [10]. Our result is shown in (b)

리피스 내부에서 액체유동은 오리피스 벽면을 타고 회전하면서 내려오게 되는데 이 때 스윙 인젝터 오리피스의 축 방향으로 이동하는 축 방향 속도(Axial velocity) u , 오리피스의 원주방향으로 움직이는 원주방향 속도(Circumferential velocity) w 그리고 오리피스의 반경방향으로 움직이는 반경방향 속도(Radial velocity) v 의 세 가지 속도 성분이 존재한다. 이 세 개의 속도 성분 중 반경방향속도는 나머지 두 가지 속도 성분에 비해 매우 작은 크기를 갖는다. 따라서 반경방향의 속도는 무시할 수 있다. 또한 오리피스 벽면을 타고 내려오던 액체 유동은 오리피스 출구에서 오리피스 벽면이 제거됨에 따라 원주방향 속도의 모든 성분이 반경방향으로 퍼지게 되는데 결과적으로 이러한 현상으로 인해 축 방향 속도와 원주방향 속도만을 통해 스프레이의 형상이 2차원 평면상에서 구현 된다. 그리고 축 방향 속도와 원주방향 속도를 통해 다음과 같이 스윙 각도를 구할 수 있다.

$$\tan \frac{\theta}{2} = \frac{w}{u} \quad (22)$$

이러한 과정을 통해 본 연구에서는 축 방향 속도와 원주방향 속도만을 고려하는 2차원 가정을 하고 인젝터 시뮬레이션을 2차원 평면상에서 수행하였다. 스윙 인젝터에서의 2차원 가정은 실제 스윙 인젝터 실험을 하는 그룹들에서 인젝터 설계를 위해 사용하는 가정[12]으로서 본 연구의 가정이 타당성을 갖는다고 판단된다.

또한 본 연구에서는 스윙 인젝터 오리피스의 가운데를 통과하는 축을 중심으로 대칭을 이루는 축 대칭 가정을 사용하였다.

4.2 액체 제트의 분열 원리

스윙 인젝터를 통해 분사된 액체제트는 분사기 출구에서 분사 후 일정한 거리를 지나고 난 후 분열(breakup)이 일어난다. 이 때 분열길이(breakup length)는 노즐 출구지점으로부터 분열이 일어난 지점까지의 거리이다. 분열길이에 따라 미립화 되는 위치가 바뀌고 연소실내 연소가 이루어 지는 위치가 변하기 때문에 분열길이는 인젝터의 중요한 분무특성중 하나이다.

이론적으로 액체-액체 동축형 스윙 인젝터에서 분열은 주로 두 가지 원리에 의해 일어나게 되는데 다음과 같다.

공기 중을 통과하는 액체 제트에는 공기로부터 받는 공기역학적 힘에 의해 조그마한 초기 섭동이 발생한다. 발생한 초기 섭동은 지속적으로 가해지는 공기역학적 힘에 의해 점점 커지고 결

과적으로 액체제트의 분열이 일어난다. 이러한 원리를 Linear instability theory 라고 하는데 앞서 검증문제로서 소개한 바 있는 Kelvin-Helmholtz instability에 바탕을 두고 연구되어 왔다[13,14]. Squire[13]는 액체제트에서 발생하는 불안정성에 대해 처음으로 연구하여 다음과 같은 분열길이에 대한 이론적 해를 제시하였다.

2차원, 비점성, 비압축성의 두께 $2l_0$ 인 액체 제트가 속도 u 로 공기 중을 이동한다. 이 때 공기의 밀도는 ρ_g , 액체의 밀도는 ρ_l 라고 하고 액체의 표면장력계수는 σ 라고 하면 z 축을 따라 이동하는 액체 제트 표면에서 발생하는 파동의 진폭은 다음과 같다.

$$\eta = \eta_0 \exp i(kz - \beta t) \quad (23)$$

여기서 η_0 는 액체제트에 초기에 발생한 진폭의 크기를 말하고 β 는 진폭의 시간에 따른 성장률을 의미한다. 진폭의 크기가 η_b 즉 분열 시의 진폭에 이르게 되면 액체제트는 분열된다. 분열이 일어나는 최대 성장률 β_{\max} 는 다음과 같은 식으로 주어진다.

$$\left(\frac{\beta h}{u}\right)_{\max} = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right) \sqrt{\frac{\rho_l u^2 l}{\sigma}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right) We_l^{1/2} \quad (24)$$

또한 분열길이 z_b 는 다음과 같이 주어진다.

$$z_b = ut_b = \frac{u}{\beta_{\max}} \ln\left(\frac{\eta_b}{\eta_0}\right) \quad (25)$$

Squire가 예측한 이론적 분열길이에 대한 예값은 공기중을 이동하면서 얇아지는 액체 제트의 두께에 대한 영향을 고려하지 않았기 때문에 실제 분열길이 보다 크게 예측될 수 있다는 단점이 존재한다.

본 연구에서는 단일 스윙 인젝터 시뮬레이션에 대한 분열길이 측정의 결과를 실험값, 이론값과 함께 4.5절에서 비교하도록 하겠다.

분열이 발생하는 다른 원인으로서는 단일 스윙 인젝터가 아닌 내부, 외부에 연료/산화제 인젝터가 모두 존재하는 경우 연료와 산화제 제트의 충돌로 인해 초기부터 매우 큰 파동이 생기게 된다. 이로 인한 액체제트 분열의 원인이 발생하게 된다.

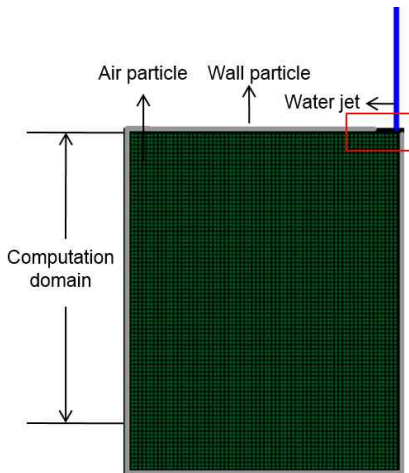
4.3 Simulation set up

단일 스윙 인젝터 시뮬레이션의 초기형상은 Fig. 4 (a)와 같다. 시뮬레이션이 시작되면 기체

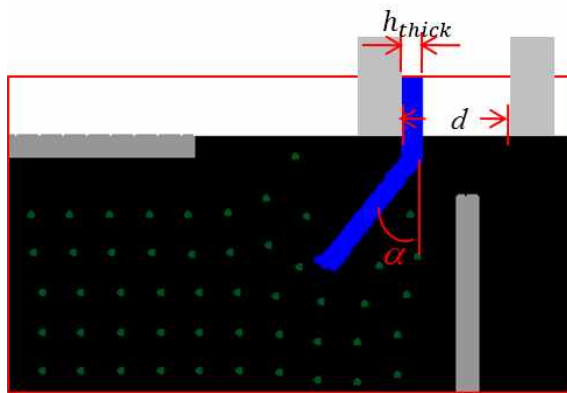
입자들이 채워진 박스 안에 액체 제트가 주입된다. 입자를 사용하는 SPH의 특성상 벽이 존재하지 않을 경우 주입된 액체 제트에 의해 기체 입자들이 빈 공간을 향해 흩어지게 된다. 따라서 이러한 현상을 방지하고 지속적으로 기체 입자들이 액체제트에 힘을 가하게 할 수 있도록 벽 입자로 이루어진 박스를 만들어 이 안에 기체 입자들을 가두었으며 이 때 벽 입자와 기체 입자 사이에는 다음과 같은 척력이 존재하여 이를 통해 기체 입자의 벽 외부로 유출되는 것을 막을 수 있다[4].

$$PB_{ji} = \begin{cases} D\left[\left(\frac{r_0}{r_{ij}}\right)^{n_1} - \left(\frac{r_0}{r_{ij}}\right)^{n_2}\right] \frac{x_{ij}}{r_{ij}^2} & \text{when } \frac{r_0}{r_{ij}} \leq 1 \\ 0 & \text{when } \frac{r_0}{r_{ij}} > 1 \end{cases} \quad (26)$$

여기서 $D=2000$, $n_1=12$, $n_2=4$ 의 값이 사용되었다. r_0 는 척력이 존재하는 영역의 범위를 나



(a) Initial geometry



(b) Magnification of injector inlet

Fig. 4. Initial set up of single swirl injector

타내며 r_{ij} 는 입자간의 거리를 나타내고 x_{ij} 는 입자간의 각 차원에서의 거리를 나타내는 벡터이다. 식에서 알 수 있듯이 척력의 영향범위를 벗어나면 적용되는 힘은 0이 됨을 알 수 있다.

시뮬레이션에서는 계산 시간의 절약을 위해 입자의 질량정보와 속도정보, 가속도정보와 에너지정보가 계산되는 영역을 설정하였고 주입된 액체 입자가 이동하여 계산 영역을 벗어나게 되면 벗어난 입자들은 다시 인젝터 노즐 부분으로 돌아가 계산영역으로 주입되는 Refill-알고리즘을 적용하였다. 이러한 Refill-알고리즘을 통해 계산시간의 절약과 Message Passing Interface (MPI)를 적용한 병렬계산이 가능하게 하였다. 계산에 사용된 총 입자의 수는 50,000개이며 한 계산당 12시간정도가 소요되었다.

2차원을 통해 스월 인젝터를 시뮬레이션 하기 위하여 필요한 초기조건은 인젝터에서 분무되는 액체제트의 분무각 α 그리고 분무되는 액체제트의 축 방향속도 v_{axis} 와 원주 방향속도 v_{cir} 가 있다. 분무각 α 는 실제 인젝터 실험에서는 분열길 이와 함께 중요한 분무특성으로서 고려되는데 본 연구에서는 2차원을 가정하였기 때문에 참고문헌 [11]에서의 결과 값인 72~77degree를 초기조건으로서 사용하였다.

주입되는 액체제트의 속도는 설정되어있는 형상변수 값과 실험변수 값들로부터 구할 수 있는데 먼저 오리피스 벽면을 타고 내려오는 액체제트의 두께 h_{thick} 는 Suyari등[15]이 제안한 다음과 같은 식을 통해 구해질 수 있다.

$$h_{thick} = 2.7 \left[\frac{d_0 \dot{m} \mu}{\rho \Delta p} \right]^{0.25} \quad (27)$$

여기서 \dot{m} 은 액체제트의 질량유량, d_0 는 인젝터 노즐의 직경, μ 는 액체의 점성계수 그리고 Δp 는 인젝터의 주입압력을 나타낸다. 본 연구에서는 $d_0 = 2mm$ 의 값을 사용하였다. 구해진 h_{thick} 을 이용하여 액체제트의 축방향속도 u 와 원주방향속도 w 는 다음과 같은 식을 통해 계산된다.

$$u = \frac{\dot{m}}{\rho \pi (d - h_{thick}) h_{thick}} \quad (28)$$

$$w = u \tan \alpha \quad (29)$$

실험에 사용된 액체의 물성치는 참고문헌 [11]와 같이 물의 물성치를 사용하였으며 기체의 물성치는 공기의 물성치를 사용하였다.

본 연구는 액체제트의 표면장력에 대한 관성

력의 비인 We 수를 변화시키면서 수행되었으며 액체제트의 분열길이에 We 수가 미치는 영향을 관찰하고자 하였다. 총 네 가지 case에 대해 수행되었다.

4.4 스프레이 형상

Dombrowski와 Hooper[14]에 따르면 Linear instability theory에서 공기역학적 힘에 의해 발생하는 불안정성 형태로는 두 가지가 존재한다.

첫 번째 형태는 Dilational 불안정성으로서 Fig. 5(a)에 나타난 바와 같이 액체 제트가 양 쪽으로 잡아당겨지고 팽창되는 듯한 형태를 띠다가 뚝뚝 끊어지며 분열이 일어나게 된다. 두 번째 형태는 Sinusoidal 불안정성으로서 Fig. 5(b)와 같이 사인과 형태의 Wave를 이루다가 진폭이 커지면서 분열이 일어나게 된다.

Dombrowski와 Hooper는 두 가지 불안정성 형태를 나누는 판단기준을 다음과 같이 제시하였다[14].

$$Sinusoidal \gg Dilational \text{ when } \frac{h_{thick}}{\lambda} < 0.238732 \quad (30)$$

여기서 λ 는 불안정성의 파장 길이를 나타낸다. 본 연구에서 수행된 네 가지의 실험 case에 대한 h_{thick}/λ 값을 We 수에 따라 그래프로 나타내었다. Fig. 6를 확인하면 본 연구에서 단일 스웰 인젝터에 대해 수행된 4가지 Case는 모두 이론적으로 Sinusoidal 불안정성 영역에 속함을 확인할 수 있다.

이론적으로 예측된 Sinusoidal 불안정성을 확인하기 위해 실제 실험결과를 시간에 따른 스냅

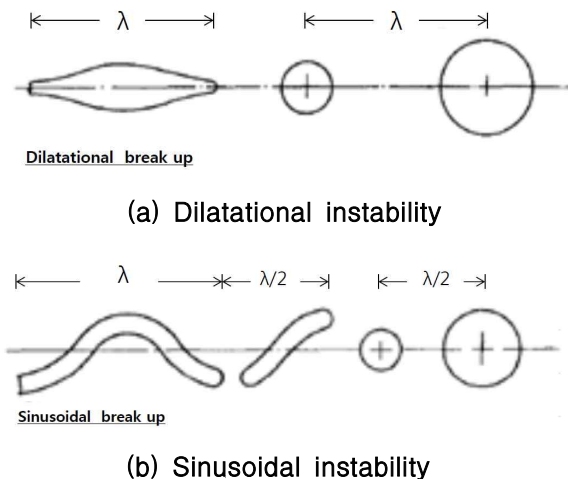


Fig. 5. Two types of instability in linear instability theory

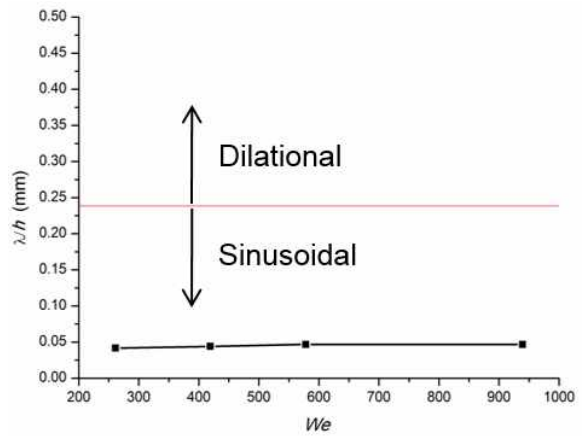


Fig. 6. h/λ with We

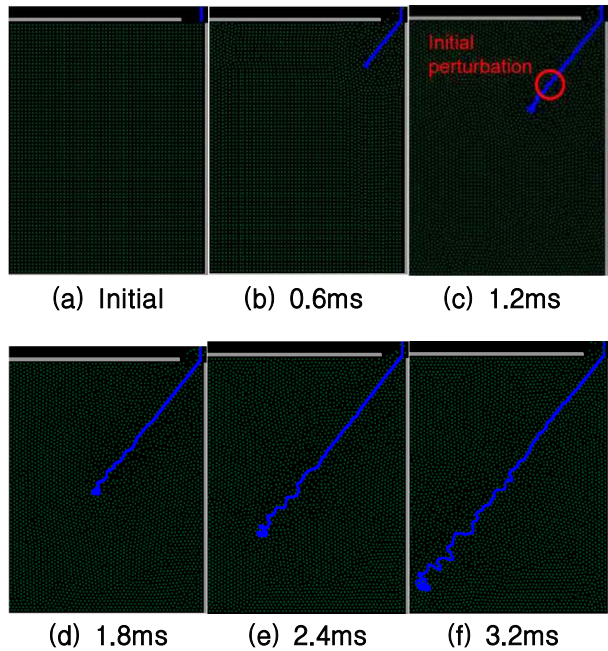
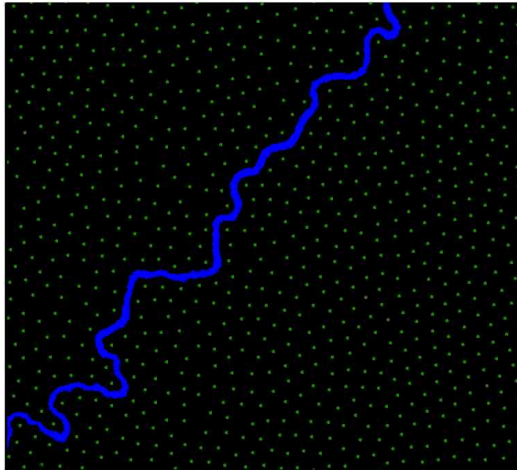


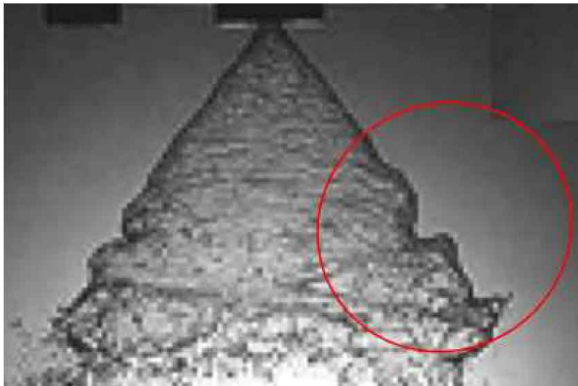
Fig. 7. Grow up of instability (case)

샷으로 Fig. 7에 나타내었다.

스냅샷을 보면 초기에 주입된 액체 제트는 일정한 거리를 이동하면서 공기 입자의 작용으로 인해 초기 섭동이 발생하게 되고 이 후에 더욱더 공기역학적 힘을 받으면서 이러한 섭동들이 Sinusoidal wave형태로 성장하게 된다. 액체제트가 좀 더 이동하면 결과적으로 진폭의 성장으로 인한 분열이 발생하게 된다. 분열에 대한 결과는 다음 절에서 다루도록 하겠다. Fig. 7에는 대표 Case로서 $We = 419$ 에 대한 결과만이 나타나 있지만 모든 Case에서 비슷한 형상의 Sinusoidal 불안정성 형태가 확인되었다. 이러한 실험 결과는 Sinusoidal 불안정성에 대한 이론적인 예측과 매우 잘 부합되는 결과라고 할 수 있겠다.



(a) Sinusoidal instability in simulation



(b) Sinusoidal instability in experiment

Fig. 8. Spray shape comparison with experiment ($We = 419$ case) [16]

Figure 8에는 동일 We 수에서 수행된 실제 인젝터 실험결과와의 비교를 나타내었다. Fig. 8(b)의 동그라미 안에서 확인할 수 있듯이 매우 비슷한 형태의 Sinusoidal 불안정성이 매우 심한 형태로 관측됨을 확인할 수 있었다.

4.5 분열길이

4.5.1 분열에 대한 판단기준

분열길이는 판단 기준을 정확하게 세워놓지 않으면 측정할 때 마다 오차가 전체 분열길이의 약 5%에서 크기는 10%까지 발생하게 된다. 따라서 본 연구에서는 다음과 같은 분열에 대한 판단 기준을 세웠다.

먼저 분열길이는 인젝터 노즐 출구로부터 분열이 일어난 지점까지의 수직거리를 의미한다. 분열에 대한 판단은 2.1절에서 설명한 바 있는 Support domain을 활용해 결정하는데 Support domain은 어떠한 입자의 물성치를 계산하기 위

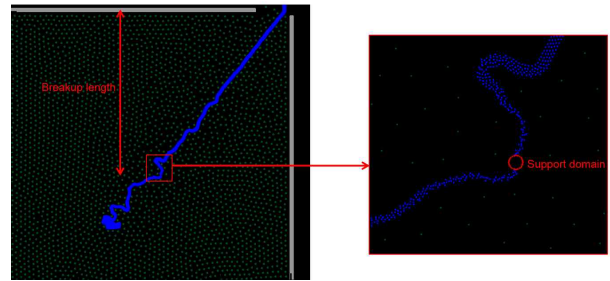


Fig. 9. Breakup criterion

해 사용되는 주변 입자들의 범위를 의미하므로 Support domain을 벗어난 위치에 존재하는 입자는 서로 상호작용이 없으며 완벽하게 분열되었다고 할 수 있다. 즉 액체제트에서 Support domain 범위 이상으로 입자가 분리되는 지점이 분열이 일어난 지점이다.

또한 스월 인젝터에서 분열은 특정지점에서 항상 일정하게 일어나지 않기 때문에 분열 길이 5번의 평균치를 사용하였다.

4.5.2 분열길이

시뮬레이션을 통한 분열길이의 측정결과를 Fig. 10과 Fig. 11에 그래프로 나타내었다. Fig. 10을 보면 정성적으로 예측할 수 있듯이 전체적으로 We 수가 커짐에 따라 분열길이는 짧아짐을 확인할 수 있다.

또한 Fig. 10을 보면 분열길이에 대한 이론적 예측 값은 액체 제트의 이동 중 초기 제트 두께보다 점점 얇아지는 효과를 고려하지 않았기 때문에 실제 실험값과 매우 큰 차이를 보임을 알 수 있다. 제트 두께의 변화가 고려되는 시뮬레이션의 경우 이론적 예측 값보다는 실제 실험값에 훨씬 근사한 값을 얻게 됨을 확인할 수 있었지만 Fig. 11의 그래프에서 보이듯이 여전히 실제 실험값보다 약 15%의 더 긴 분열길이를 보였다.

Dombrowski 와 Hooper는[14] 실제 인젝터 실험의 경우 오리피스 내에서의 마찰 등 실험환경에 의해 노즐 출구에서부터 초기 섭동이 존재한다고 보고한 바 있다. 반면 시뮬레이션의 경우 순수 공기역학적 힘에 의해서만 섭동이 생성되기 때문에 노즐 출구가 아닌 노즐출구로부터 떨어진 지점에서 초기 섭동이 생성되게 되고 이러한 차이로 인해 시뮬레이션 결과 값이 실제 실험값보다 비교적 더 긴 분열길이를 갖게 된다고 판단된다.

이를 확인하기 위해 시뮬레이션 상에서 Fig. 7(c)와 같이 섭동이 처음으로 생성되는 위치를 확인해 보았고 Fig. 11의 그래프에 나타내었다. 그 결과 시뮬레이션 상에서 초기섭동은 실험값과

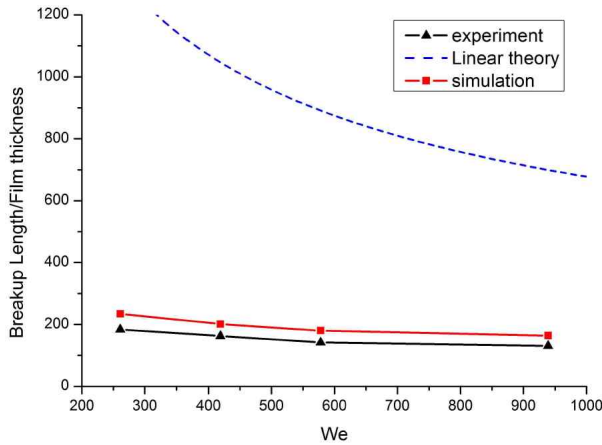


Fig. 10. Breakup length variation with We
-Theoretical, experiment[11], simulation

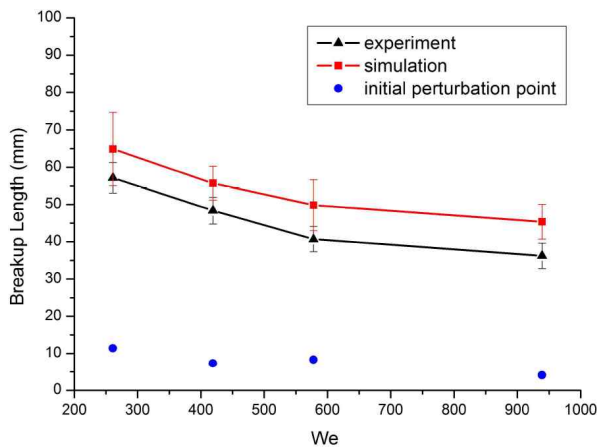


Fig. 11. Breakup length variation with We
-Experiment[11], simulation, initial perturbation

시뮬레이션 값의 오차만큼의 길이에서 생성됨을 확인할 수 있었다. 이를 통해 만약에 시뮬레이션의 초기조건으로서 노즐 출구에서부터 초기 섭동이 존재했다면 실제 실험결과와 매우 비슷한 위치에서 분열이 일어났을 것으로 예측된다.

단일 스월 인젝터 시뮬레이션을 수행함으로써 본 연구에서 개발한 SPH 코드를 통해 스월 인젝터의 분무형상과 공기와의 상호작용으로 인한 Linear instability 즉 K-H instability를 매우 잘 조사하고 있음을 확인할 수 있었다.

V. 액체-액체 동축형 스월 인젝터 시뮬레이션

동축형 인젝터는 액체 로켓 엔진에 많이 사용되는 인젝터로서 원형의 내부 인젝터와 내부 인

젝터를 둘러 싸고 있는 원형의 외부 인젝터로 이루어진다. 동축형 인젝터는 넓은 범위의 가동조건에서 효율적인 미립화와 균일한 연료와 산화제의 분포로 인해 좋은 연소 안정성을 보여주는 장점을 가지고 있다.

동축형 인젝터는 연료/산화제의 조합에 따라 액체-액체 형, 액체-기체 형, 기체-기체 형 등으로 분류될 수 있으며 추진제의 분사방식에 따라 스월, 전단형으로 분류될 수 있다. 스월 형은 연료/산화제가 오리피스 벽면을 따라 소용돌이 형상으로 타고 내려오다가 분사되는 형태이며, 전단형은 똑바로 분사되는 연료/산화제 간에 발생하는 전단력을 이용하여 추진제를 미립화 시키는 형태이다.

본 연구에서는 다양한 동축형 인젝터의 형상 중 액체-액체 동축형 스월 인젝터에 대한 수치적 시뮬레이션을 진행하였다. 액체-액체 동축형 스월 인젝터의 경우 짧은 길이의 연소실 안에서도 빠르고 좋은 추진제의 혼합 효율을 얻을 수 있기 때문에 액체 로켓 엔진에서 널리 이용되고 있다.

5.1 Simulation set up

액체-액체 동축형 스월 인젝터 시뮬레이션의 초기형상은 Fig. 12 (a)와 같다. 공기가 채워진 박스 안으로 2개의 인젝터로부터 분사된 액체제트가 유입되며 입자 Refill-알고리즘이 사용되었다. 그리고 벽과 기체사이에는 척력이 작용하여 기체 입자의 외부유출을 방지한다. 계산에 사용된 총 입자의 수는 100,000개이며 계산시간은 평균적으로 48시간정도가 소요되었다.

시뮬레이션에서의 모든 인젝터 형상과 실험변수는 참고문헌[16]의 값을 그대로 사용하였다. 내부 인젝터의 오리피스 직경은 2mm이고 외부 인젝터의 오리피스 직경은 6mm이다. 내부 인젝터의 액체제트 분사각은 72~77degree이며 외부 인젝터 액체제트의 분사각은 56~61degree이다.

실제 로켓 인젝터에서는 내부, 외부 인젝터에서 연료와 산화제가 분사되지만 본 연구에서는 참고문헌[16]과의 정확한 비교를 위하여 내부, 외부 인젝터 모두 물을 사용하였다.

본 연구에서는 내부, 외부 인젝터의 We 수와 대기압 상태를 변화시키면서 시뮬레이션을 수행하였다. 대기압 상태에서 내부, 외부 인젝터의 We 수 각각 네 가지에 따라 16개의 case, 그리고 대기압 상태 별로 We 수 네 가지, 총 네 가지의 대기압 상태에 따라 16개 경우, 총합 32가지 경우에 대한 시뮬레이션을 진행하였다.

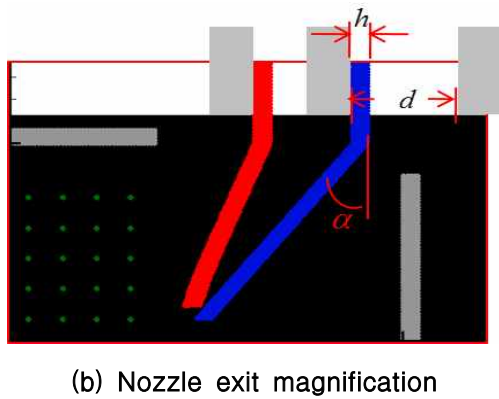
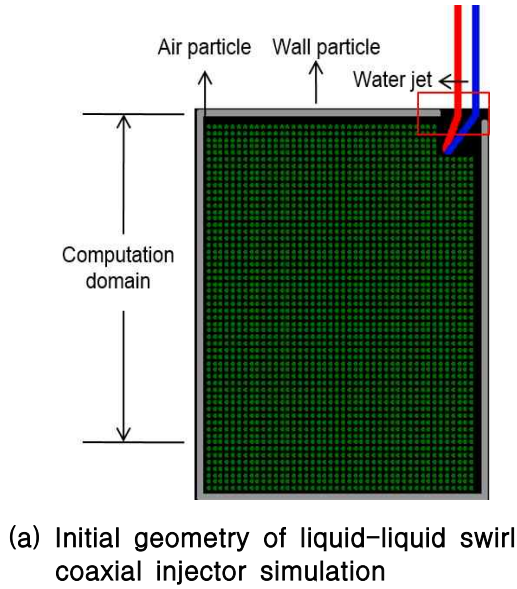


Fig. 12. Initial condition

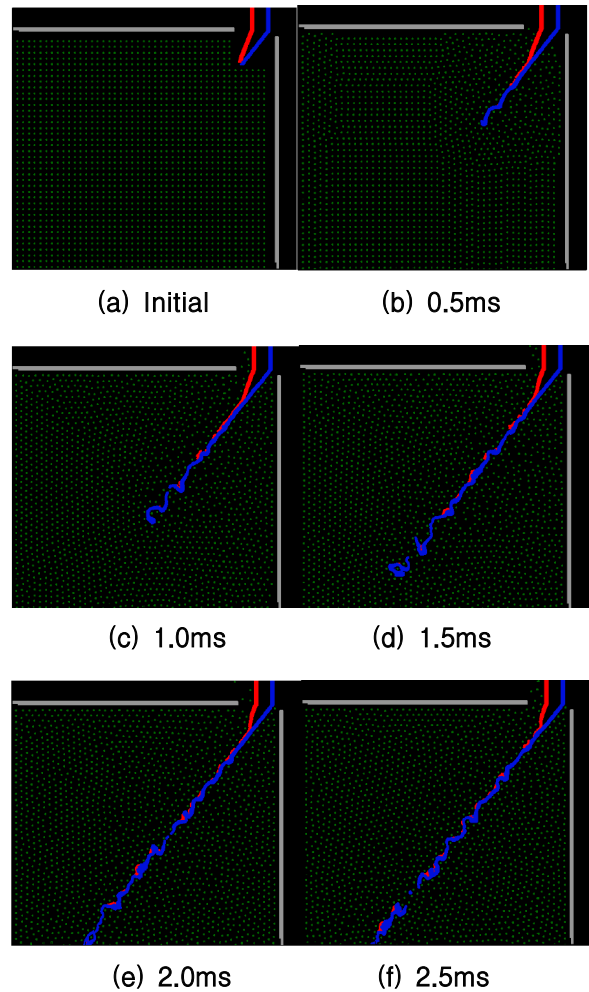


Fig. 13. Spray shape with time
($We_i = 939, We_o = 385$ case)

5.2 스프레이 형상

액체-액체 동축형 스월 인젝터 시뮬레이션의 시간에 따른 스냅샷을 Fig. 13에 나타내었다. 내부 인젝터와 외부 인젝터 액체 제트의 충돌로 인해 혼합과 동시에 초기부터 매우 강한 Wave가 생기고 이로 인해 매우 빠르게 분열이 발생함을 확인할 수 있다.

그리고 혼합 후 분열된 연료/산화제 제트는 공기역학적 힘의 작용으로 인해 더욱더 작은 액적 구조로 미립화 됨을 Fig. 14를 통해서 확인할 수 있으며 또한 연료와 산화제가 액적마다 균일하게 잘 혼합되어 있음을 확인할 수 있다.

시뮬레이션을 통해 액체-액체 스월 동축형 인젝터의 장점으로서 꿈꿨던 빠른 분열과 미립화 그리고 균일한 혼합율을 확인할 수 있었다.

전체적인 스프레이 형상의 정성적인 비교를 위해 3차원 스프레이 형상을 Fig. 15. (b)와 같이 도출하였고 실제실험 스프레이 이미지와의 비교

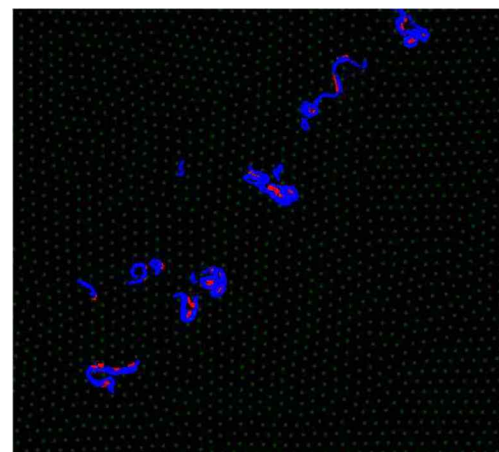
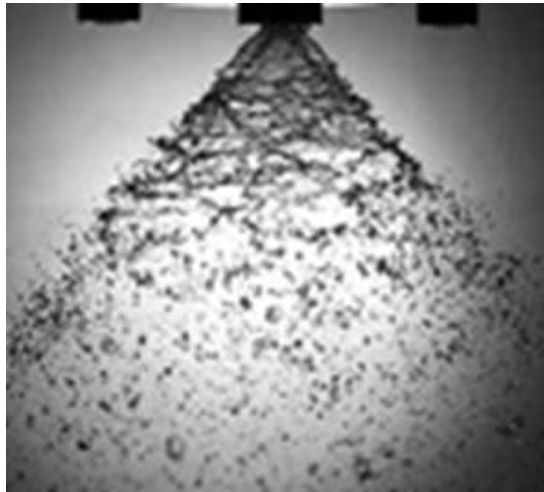


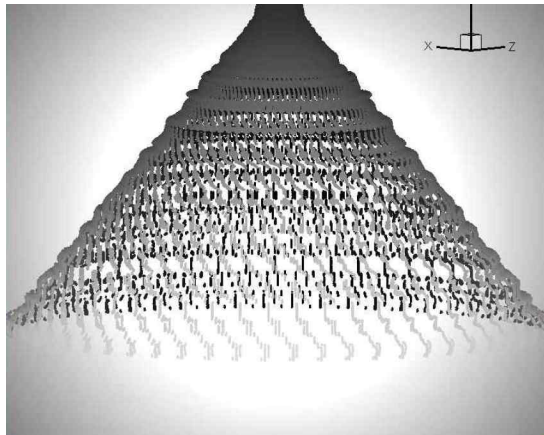
Fig. 14. Atomized fuel/oxidizer particle

를 수행하였다.

본 연구에서는 3차원 시뮬레이션을 직접 수행하지 않았기 때문에 축대칭 가정과 Fig. 14와 같은 혼합제트의 미립화 정도를 조건으로서 이용하



(a) Spray shape from experiment[16]
 $We_i = 419, We_0 = 385$ case



(b) Simulation of 3D spray shape
 $We_i = 419, We_0 = 385$ case

Fig. 15. Experimental and simulation spray shape image

여 3차원 스프레이 형상을 도출하였다.

실제실험 결과와 비교해 보았을 때 정성적으로 상당히 유사한 스프레이 형상을 보임을 확인할 수 있다.

5.3 분열길이

액체-액체 동축형 스윙 인젝터 시뮬레이션의 분열길이에 대한 측정 결과를 Fig. 16, Fig. 17, Fig. 18에 그래프로 나타내어 보았다. Fig. 15에는 외부 인젝터 We 수 변화에 따른 분열길이의 변화를 내부 인젝터 We 수 Case별로 나타내었고 Fig. 17에는 내부 인젝터 We 수 변화에 따른 분열길이의 변화를 외부 인젝터 We 수 Case별로 나타내었다.

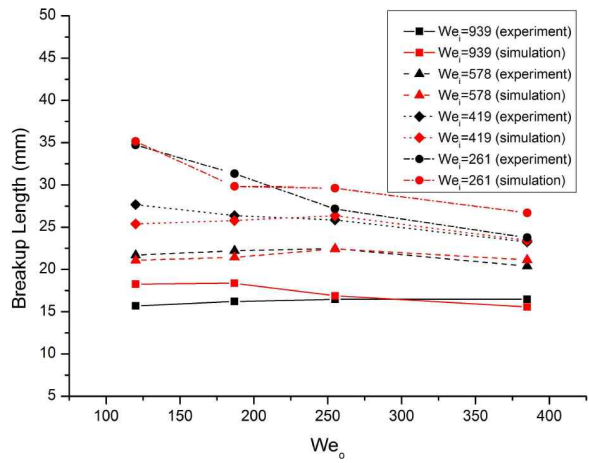


Fig. 16. Breakup length variation with We_0

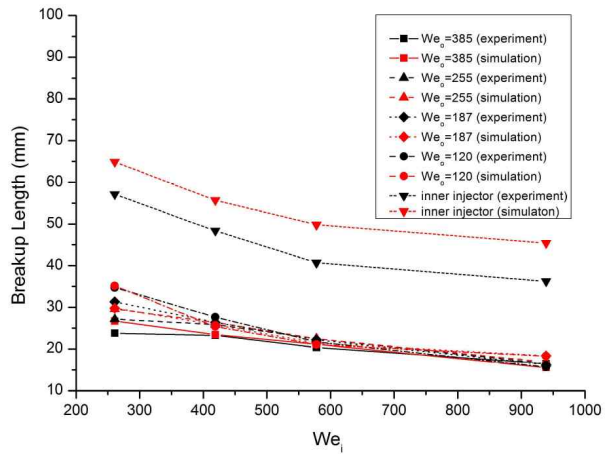


Fig. 17. Breakup length variation with We_i

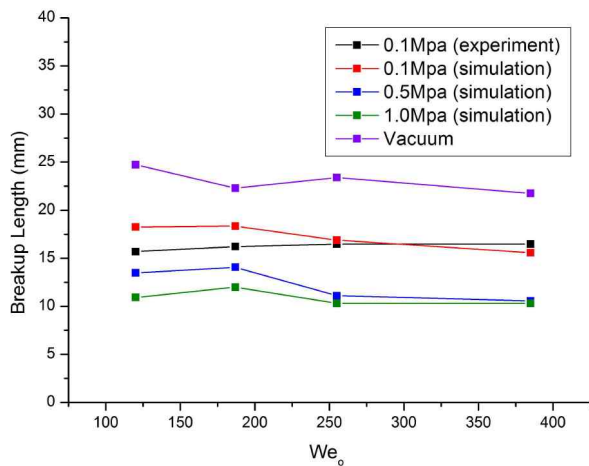


Fig. 18. Breakup length variation with atmospheric pressure

Figure 16과 Fig. 17 모두에서 실선은 실제 실험에서 측정된 분열길이의 값을 나타내고 점선은 본 연구를 통한 시뮬레이션에서의 분열길이 값을

나타내는데 전체적으로 시뮬레이션을 통해 실제 실험의 결과를 평균 4.7% 오차범위 내에서 잘 모사해내었다고 판단된다.

Figure 16에서 확인할 수 있듯이 내부 인젝터의 We 수가 커짐에 따라 혼합제트의 분열길이가 확연히 작아짐을 볼 수 있었다. 반면 Fig. 17을 보면 분열길이가 외부 인젝터의 We 수에는 그렇게 큰 영향을 받지 않음을 확인할 수 있다.

Figure 17에서 가장 위의 두선은 단일 인젝터에서의 실험값과 시뮬레이션 값을 나타내는데 단일 인젝터에서는 초기 섭동의 유무에 의하여 실험값과 시뮬레이션 값이 약 15% 정도의 오차를 갖게 되지만 연료와 산화제 인젝터가 모두 사용되는 동축형 스월 인젝터에서는 초기 섭동 존재 유무의 효과를 미미하게 만들 만한 큰 충격이 초기에 두 제트의 충돌로 인해 발생하기 때문에 실험값과 시뮬레이션 값이 서로 비슷한 결과를 나타내는 것으로 판단된다.

인젝터에서의 분무특성은 대기압에 따라 큰 영향을 받는다고 보고된 바 있다[17]. 본 연구에서는 대기압이 분열길이에 미치는 효과를 알아보기 위해 시뮬레이션을 수행하였으며 이를 Fig. 18에 나타내었다. 외부 인젝터 We 수 변화에 따른 분열길이의 변화를 대기압 Case별로 나타내었는데 여기서 내부 인젝터의 We 수는 939로 고정시켰다.

그래프에서 확인할 수 있듯이 대기압이 증가함에 따라 분열길이가 매우 작아짐을 확인할 수 있는데 특히 1.0 MPa 즉 10 bar에서는 거의 내부 인젝터와 외부 인젝터의 액체제트가 서로 충돌하자마자 분열되는 모습을 보였다. 또한 진공상태와 0.1 MPa의 Case를 비교해보면 진공상태에서 0.1 MPa 상태에 비해 상당히 긴 분열길이를 갖음이 확인되었는데 이를 통해 분열길이가 대기압의 영향을 받으며 정성적으로 시뮬레이션을 통해 기체와 액체제트간의 상호작용이 잘 구현되고 있음을 다시 한 번 확인할 수 있었다.

VI. 결 론

본 연구의 목표는 미립화 현상과 복잡한 경계면의 변화를 주요 현상으로 하는 인젝터에서의 분무현상을 기존의 메쉬 기반의 수치기법이 아닌 입자 기반의 SPH 기법을 적용하여 수치적으로 해석해보고자 하는 것이었으며 다음과 같은 성과와 결론을 얻을 수 있었다.

1) 액체-액체 동축형 스월 인젝터 해석을 위한 SPH 코드를 기본부터 구축하였으며 검증문제를

통해 타당성을 보였다.

2) 단일 스월 인젝터 실험에서는 Sinusoidal 불안정성 형상이 확인되었으며 이는 이론적 예측 형상과 매우 잘 부합되는 결과였다.

3) 단일 스월 인젝터에서의 분열길이 측정 결과 실험값과 시뮬레이션 값이 약 15%의 오차를 가졌으며 이는 실험조건과 시뮬레이션 조건에서의 초기 섭동의 존재 유무에 따른 것으로 판단된다.

4) 액체-액체 동축형 스월 인젝터의 경우 산화제와 연료 제트의 충돌로 인한 매우 큰 충격의 생성으로 인해 초기 섭동의 존재 효과가 미미해졌고 결과적으로 실험값과 시뮬레이션 값이 잘 일치함을 확인할 수 있었다.

5) 단일 스월 인젝터와 동축형 스월 인젝터의 실험결과를 통해 구축된 SPH 코드로 액체제트와 공기간의 상호작용을 잘 모사할 수 있음을 확인하였다.

6) 동축형 스월 인젝터의 분열길이는 전체적으로 We 수가 커질수록 짧아짐을 확인하였고 외부 인젝터보다는 내부 인젝터의 We 수에 더 큰 영향을 받음이 확인 되었다.

7) 대기 가스 압력이 상승함에 따라 분열길이는 짧아짐을 확인할 수 있었고 진공상태일때는 분열길이가 길어짐을 확인할 수 있었다.

8) 축 대칭 가정과 미립화 정도를 이용하여 3차원 스프레이 형상을 도출하였으며 실제실험의 스프레이 형상과 정성적 비교를 진행하였다.

후 기

본 연구는 BK 21, 국토해양부의 「하늘프로젝트」, 국방과학연구소 그리고 IAAT 의 후원을 받아 진행되었습니다.

References

- 1) Lebas, R., Menard, T., Beau, P. A., Berlemont, A. and Demoulin, F. X., "Numerical simulation of primary break-up and atomization: DNS and modelling study," International Journal of Multiphase Flow, 35, 2009, pp. 247-260
- 2) Menard, T., Tanguy, S. and Berlemont, A., "Coupling level set/VOF/ghost fluid methods: Validation and application to 3D

simulation of the primary break-up of a liquid jet," *International Journal of Multiphase Flow*, 33, 2007, pp. 510-524

3) Fuster, D., Bague, A., Boeck, T., Moyne, L. L., Leboissetier, A., Popinet, S., Ray, P., Scardovelli, R. and Zaleski, S., "Simulation of primary atomization with an octree adaptive mesh refinement and VOF method," *International Journal of Multiphase Flow*, 35, 2009, pp. 550-565

4) Liu, G. R. and Liu, M. B., *Smoothed Particle Hydrodynamics a meshfree particle method*, World Scientific, New Jersey, 2003, pp. 42-46, 125-127

5) Monaghan, J. J., "Simulating Free Surface Flows with SPH," *Journal of Computational Physics*, 110, 1992, pp. 399-406

6) Nugent, S. and Posch, H. A., "Liquid drops and surface tension with smoothed particle applied mechanics," *Physical Review E*, 62, 2000

7) Morris, J. P., "simulating surface tension with smoothed particle hydrodynamics," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 33, 2000, pp. 333-353

8) Brackbill, J. U., Kothe, D. B. and Zemach, C., "A continuum method for modeling surface tension," *Journal of Computational Physics*, 100, 1992, pp. 335-354

9) Sirotkin, F. V. and Yoh, J. J., "A new particle method for simulating breakup of liquid jets," *Journal of Computational Physics*, 231, 2012, pp.1650-1674

10) Price, D. J., "Modelling discontinuities

and Kelvin-Helmholtz instabilities in SPH," *Journal of Computational Physics*, 227, 2008, pp. 10040-10057

11) Kim, D. J., Im, J. H., Koh, H. S. and Yoon, Y. B., "Effect of Ambient Gas Density on Spray Characteristics of Swirling Liquid Sheets," *Journal of Propulsion and Power*, 23, 2007, pp. 603-611

12) Borodin, V. A., Dityakin, Y. F., Klyachko, L. A. and Tagodkin, V. I., "Atomization of Liquids," *Air Force Foreign Technology Division Report*, 1968, FTD-MT-24-97-68(AD685151)

13) Squire, H. B., "Investigation of the Instability of a moving liquid flim," *British Journal of Applied Physics*, 4, 1953, pp.167-169

14) Dombrowski, N. and Hooper, P. C., "The effect of ambient density on drop fromation in sprays," *Chemical Engineering Science*, 17, 1962, pp.291-305

15) Suyari, M. and Lefebvre, A. H., "Film thickness measurements in a simplex swirl atomizer," *Journal of Propulsion and Power*, 2, 1986, pp. 528-533

16) Kim, D. J., Han, P. G., Im, J. H., Yoon, Y. B. and Bazarov, V. G., "Effect of Recess on the Spray Characteristics of Liquid-Liquid Swirl Coaxial Injectors," *Journal of Propulsion and Power*, 23, 2007, pp.1194-1203

17) Seol, W.S., Han, Y. M., Yoon, M. S., Lee, D. S. and Yagodkin, V. I., "A visualization study of dual spray interaction of a dual-orifice fuel injector at low pressure drop," *Journal of Flow Visualization & Image Processing*, 5, 1998, pp.41-50