creative commons

COMMONS DEED

저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:

저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.

비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.

변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 이용허락규약(Legal Code)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

Disclaimer

dCollection

공학석사학위논문

Numerical study on the effect of sloshing in liquid rocket tanks on propellant discharge

액체로켓 연료 탱크 내부의 슬로싱이 연료 배출에 미치는 영향에 대한 수치적 분석

2020 년 2 월

서울대학교 대학원

기계항공공학부

서 권 휘

액체로켓 연료 탱크 내부의 슬로싱이 연료 배출에 미치는 영향에 대한 수치적 분석

Numerical study on the effect of sloshing in liquid rocket tank on propellant discharge

지도교수 김 종 암

이 논문을 공학석사 학위논문으로 제출함

2020 년 2 월

서울대학교 대학원

기계항공공학부

서 권 휘

서권휘의 석사 학위논문을 인준함

2020 년 2 월

위 원 장 李管中 (인)

부 위 원 장 金鍾暗 (인)

위 원 李禧植 (인)

국문초록

본 연구는 발사체의 재점화 과정 중 추진제 탱크 내부에서 발생하는 슬로싱이 배출 유동에 미치는 영향에 대한 연구를 수행하였다. 슬로싱 움직임에 대한 변수인 탱크 내 상경계면의 초기 위치와 추력 가속도를 연구 파라미터로 설정하였고, 재점화 과정에서 발생할 수 있는 환경을 고려해 파라메트릭 연구를 수행 하였다.

전산 해석을 통한 연구 결과는 해석 조건 별 상경계면과 증기 흡입 현상 분석, 배출관에서 발생하는 속도/압력 변동 측면에서 분석하였다. 발사체 배출 과정에서 발생할 수 있는 증기상 흡입 현상은 추력 크기가 작을수록, 상경계면 높이가 낮을수록 쉽게 발생하였다. Dip 이 발생하는 경우 슬로싱은 상경계면을 주기적으로 낮아지게 하는 효과를 주기 때문에 증기 흡입 시간이 짧아지고, 가용 산화제 잔량이 줄어드는 결과를 보였다.

슬로싱에 의해 배출관 단면에서 나타나는 속도 변동의 경우 펌프 수두/토크 성능 악화와 펌프 축에 대한 횡방향 힘을 유효하게 발생시킬 것으로 예상되었다. 또한 압력 변동의 경우 펌프 가동에 의해 발생하는 압력 진동의 스케일과 비교하였을 때 슬로싱에 의한 압력 변동의 스케일이 작기 때문에 펌프 성능에 슬로싱이 직접적으로 영향을 미치지는 못할 것으로 분석되었다.

주요어: 슬로싱, 추진제 배출, 전산유체역학, 증기 흡입 현상, 우주 발사체, 재점화 과정

학번: 2017-23775

목 차

Page

초록 …….....i

목차 iii

그림 목차 v

표 목차 vii

제 1 장 서 론 1

1.1 연구 배경 ……....1

1.1 연구 목표 ……....3

제 2 장 수치 모델링 4

2.1 균질 혼합 모델 지배 방정식 ……..4

2.2 상태방정식 ……..7

2.3 공간 차분법 ……..7

2.4 시간 적분법 ……..10

2.5 난류 모델 ……12

제 3 장 검증 …….....14

3.1 In-house 코드 검증 ……..14

3.2 격자 테스트 ……..16

3.2.1 해석 모델 ……..16

3.2.2 계산 조건 ……....17

3.2.3 격자 테스트 결과 ……..……..……...……..…18

제 4 장 수치 해석 결과 21

4.1 슬로싱이 증기 흡입 현상에 미치는 영향 ……...22

4.1.1 재점화 초기 가속도에서 상경계면 기울기에 대한 배출 분석 23

4.1.2 축 추력 가속도 변화에 따른 슬로싱 강도에 대한 배출 분석 25

4.1.3 재점화 가속도에서상경계면 기울기에 대한 배출 분석 …….....28

4.1.4 슬로싱 유무에 따른 dip 생성 및 성장에 대한 영향 분석 ….....31

4.2 슬로싱에 의한 속도/압력 분포가 펌프에 미치는 영향 ……...35

4.2.1 슬로싱에 의한 배출관 내 속도장 분석 …….....35

4.2.2 슬로싱에 의한 배출관 내 압력 변동 분석 …….....41

제 6 장 결론 …….....43

참고문헌 ...……45

Abstract ...……...49

그림 목차

페이지

그림 3.1 축대칭 실린더 탱크 형상 및 해석 결과…..……...15

그림 3.2 탱크 해석 모델과 격자 형상……..……...16

그림 3.3 격자 테스트에 사용한 격자 비교……..……...19

그림 3.4 격자 테스트 결과……..……...20

그림 4.1 재점화 초기 상경계면 기울기..……..……...22

그림 4.2 해석 조건 별 매개변수……..……..……...23

그림 4.3 재점화 초기 가속도에서 상경계면 기울기에 대한 해석 결과...24

그림 4.4 R/2 기울기 조건, 10^{-4}g, 10^{-2}g 가속도 부피 분율 결과……....25

그림 4.5 R/2 기울기 조건, 10^{-1}g 가속도 부피 분율 결과…...……...26

그림 4.6 R/3 기울기 조건, 10^{-1}g 가속도 부피 분율 결과…...……...28

그림 4.7 R/6 기울기 조건, 10^{-1}g 가속도 부피 분율 결과…...……...30

그림 4.8 동일 잔량, 슬로싱이 없을 때 해석 결과…...……..……...32

그림 4.9 동일 잔량, 슬로싱이 있을 때 해석 결과…...……..……...32

그림 4.10 R/2 기울기 조건, 10^{-4}g, 10^{-2}g 가속도 조건 속도장 결과..……...36

그림 4.11 R/2 기울기 조건, 10^{-1}g 가속도 속도장 해석 결과……..……...36

그림 4.12 **단면 속도장 비교 위치**……..…...……..……...38

그림 4.13 **배출관 단면의 무차원화된 속도 분포**…...……..……...40

그림 4.14 **배출관에서 슬로싱에 의한 압력 변동**…...……..……...41

표 목차

페이지

표 4.1 균일 유동 대비 불균일한 단면 속도 분포를 가진 펌프의 성능 비교 ……39

제 1 장

서론

1.1 연구 배경

우주 개발이 계속됨에 따라 향후 발사체의 임무는 더 먼 우주에서의 기동과 재사용 발사체 등으로 확장되고 있다. 발사체의 재점화 기술은 다 회의 무추력 순항 궤적이 필요할 경우에도 단일 단 내에서 임무를 구성할 수 있기 때문에 효율적이며, 단 분리 이후 역추진을 가능하게 만들기 때문에 향후 재사용 발사체 개발에 있어서 필수적인 기술이다.

로켓 재점화 시에는 무중력 상태의 순항 단계 이후 추진제를 사용하고, 점화 횟수에 따라 추진제 잔량이 낮은 수준에서 점화가 시작된다. 재점화 과정 중 이러한 저 잔량, 저 추력 조건은 탱크 내의 상경계면이 배출구 쪽으로 변형되는 현상인 'dip'의 생성과 dip의 성장으로 인해 기체 상이 배출관으로 흡입되는 현상을 보다 빠르게 일으킨다. 배출구를 따라 전달된 기체상은 터보 펌프로 전달되며 펌프 유동에 비정상적인 밀도 변화를 일으키기 때문에 펌프 효율 저하와 부품의 파손까지 일으킬 수 있다. 따라서 증기 흡입 현상에 영향을 미치는 변수를 파악하고, 예측하기 위한 많은 연구가 있었다. [1-5]

재점화 과정에서 또다른 쟁점은 상경계면의 변형이 있다. 재점화 전 순항 단계의 무중력 상태는 액체 상이 탱크 벽면을 따라 이동하게 만들고, 이에 따라 배출구 근처 액체상의 질량 감소[6], 탱크 내 가스 환기 시스템의 장애[7]를 일으킨다. 이를 해결하기 위해 일반적인 재점화 로켓의 발사 시퀀스에는 순항 단계와 연소 추진 단계 사이에 settling phase(추진제 안정화 단계)와 retention phase(추진제 유지 단계)를 가지며 얼리지 모터 등을 통해 아주 작은 가속도(10^{-4}g ~ 10^{-5} g)를 유지한다[7, 8, 9]. 주엔진 연소 종료 이후 탱크 내부를 무중력 상태로 움직이던 추진제는 이 단계들을 통해 배출구가 있는 탱크 하단으로 모아지고, 재점화 전까지 이 상태를 유지하게 된다.

하지만 이러한 안정화/유지 단계에서는 매우 작은 추력 가속도를 갖기 때문에 외부 교란에 대해 상경계면이 쉽게 변형될 수 있고, 이와 같은 상경계면 변형은 슬로싱 현상을 유발한다. AC-8 로켓은 임무 중 발생한 얼리지 모터의 추력 변화로 인해 추진제 유지 단계 동안에도 지속적으로 슬로싱이 발생했으며[8], H-IIA 로켓은 얼리지모터의 배치로 인해 추진제가 발사체 축방향에 대해 기울어진 상태로 재점화 직전의 상경계면이 유지되었다[6].

위와 같은 현상은 발사체 임무에 따라 다양하게 나타나기 때문에 임무 환경을 반영한 탱크 내 추진제를 해석하려는 연구가 있었다. Grayson, G. D.는 실제 로켓 임무를 적용하여 연료 배출 시, 상경계면 분포와 온도 분포를 해석 하였다[10]. Himeno는 H-IIA의 임무 환경을 모사해

배출구 근처에서 생성되는 증기 흡입 현상을 확인하였다[6]. 그러나 이러한 연구들은 축대칭 해석의 한계로 재점화 과정 중 상경계면 변형에 의한 횡방향 슬로싱을 모사할 수 없었다. H.Q. Yang은 임무 환경에 대해 3차원 해석함으로써 3차원 현상인 선회 움직임과 선회 현상을 막는 배플의 효과를 분석하였다[11]. 하지만 재점화 없는 로켓을 해석하였기 때문에 재점화로 인해 나타나는 슬로싱에 의한 상경계면의 변형 현상 및 배출 유동 결과를 분석하지 않았다.

1.2 연구 목표

탱크 내 추진제 관리 기술을 개발함에 있어 재점화 과정 중 dip의 생성과 비행 조건 별 증기 흡입 현상을 분석하는 것은 중요하다. 본 연구에서는 탱크를 3차원 해석함으로써, 재점화 환경에서 발생하는 슬로싱에 의한 배출 유동의 영향을 관찰하였다. 특히, 발사체의 재점화 전, 후의 추력 가속도 조건과 상경계면이 외부 교란에 의해 변형되고, 재점화로 인해 슬로싱이 발생하는 조건에 대한 해석을 수행함으로써 증기 흡입 현상이 발생하는 시간과, 슬로싱으로 인해 배출구로 전달되는 유동장의 변화에 대해 분석하였다.

제 2 장

수치 모델링

2.1 균질 혼합 모델 지배 방정식

본 연구에서는 3 차원 탱크 내부 2-상 유동의 해석을 위해 추가적인 질량 보존 식을 사용하는 균질 혼합 모델을 사용하였다. 균질 혼합 모델은 검사 체적 내의 상들을 동일한 온도와 압력을 가진 혼합물로 가정함으로써 혼합물에 대한 질량, 모멘텀, 에너지 보존식과 단일 상에 대한 질량 보존식을 결합하여 지배방정식을 구성한다. 적분형으로 표현된 지배 방정식은 아래 식 (2.1)과 같고, 이 식에서 사용한 Ω는 검사 체적, s는 검사 표면, $\vec{n}$은 수직 방향 벡터를 의미한다.

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{\Omega}\vec{Q}d\Omega \ + \oint_{\partial\Omega}[(\vec{F_c}-\vec{F_v})\cdot\vec{n}]\,dS = \int_{\Omega}\vec{D}d\Omega. \qquad (2.1)$$

$\vec{Q}$ 는 ρ_m, u, v, w, E ,Y_g를 각각 혼합물의 밀도, x-, y-, z-방향 속도, 전에너지, 기체상의 질량 분율로 갖는 보존형 변수이며, 혼합물의 질량 분율은 식 (2.2)와 같이 각 상의 밀도와 질량 분율의 함수로 표현된다.

$$\rho_m = \rho_m Y_g + \rho_m(1-Y_g) \qquad (2.2)$$

$$\vec{Q} = \begin{bmatrix} \rho_m \\ \rho_m u \\ \rho_m v \\ \rho_m w \\ \rho_m E \\ \rho_m Y_g \end{bmatrix} \tag{2.3}$$

$\vec{F_c}$ 와 $\vec{F_v}$ 는 각각 속도 $\vec{v}$ 로 검사 표면을 통과하는 유체의 양에 대해 표현하는 대류 플럭스와 점성 플럭스를 의미한다.

$$\vec{F_c} = \begin{bmatrix} \rho_m V \\ \rho_m uV + n_x p \\ \rho_m vV + n_y p \\ \rho_m wV + n_z p \\ \rho_m HV \\ \rho_m Y_g V \end{bmatrix}, \quad \vec{F_v} = \begin{bmatrix} 0 \\ n_x \tau_{xx} + n_y \tau_{xy} + n_z \tau_{xz} \\ n_x \tau_{yx} + n_y \tau_{yy} + n_z \tau_{yz} \\ n_x \tau_{zx} + n_y \tau_{zy} + n_z \tau_{zz} \\ n_x \Theta_x + n_y \Theta_y + n_z \Theta_z \\ 0 \end{bmatrix} \tag{2.4}$$

$$\begin{aligned} \Theta_x &= u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz}, \\ \Theta_y &= u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz}, \\ \Theta_z &= u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} \end{aligned} \tag{2.5}$$

이 때 V는 검사 표면에 수직한 반변 속도, τ_{ij} 는 Newtonian 유체에 대한 가정하에 μ를 점성 계수로 갖는 점성 응력 성분을 나타낸다.

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \tag{2.6}$$

식 (2.7)의 $\vec{D}$ 는 아래 벡터 성분을 갖는 소스항을 의미하며 유체의 체적력($\rho_m f_{e,i}$), 표면장력($\sigma\kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i}$), 상태변화($m_t$), 열 전달 소스항($\dot{q}_h$)이 고려되었다.

$$\vec{D} = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho_m f_{e,x} + \sigma\kappa \dfrac{\partial \alpha}{\partial x} \\ \rho_m f_{e,y} + \sigma\kappa \dfrac{\partial \alpha}{\partial y} \\ \rho_m f_{e,z} + \sigma\kappa \dfrac{\partial \alpha}{\partial z} \\ \rho_m \vec{f_e} \cdot \vec{v} + \dot{q}_k \\ m_t \end{bmatrix} \tag{2.7}$$

본 연구에서 소스항을 위해 사용한 표면장력 모델은 Continuum surface force (CSF) model [12]를 사용하였고, 표면장력 소스항에 사용된 σ, κ, α 는 각각 표면장력 계수와 상경계면이 이루는 곡률, 부피 분율을 의미한다. 상태변화를 위한 소스 항으로는 Merkle 모델[13]이 사용되었다. Merkle 모델은 검사 체적 내 액체상의 상변화로 발생한 증기상이 하나로 응집된 공기방울 형태로 나타난다는 가정하에 정압과 포화압력의 차에 의한 함수로써 증발/응축에 대한 소스항을 구성한다.

$$m_t = \dot{m}_e - \dot{m}_c$$

$$\dot{m}_e = C_e \frac{\max(p_s(T) - p, 0)\rho_l \alpha_l}{0.5\rho_\infty V_\infty^2 t_\infty}, \ \dot{m}_c = C_c \frac{\max(p - p_s(T), 0)\rho_v \alpha_v}{0.5\rho_\infty V_\infty^2 t_\infty} \tag{2.8}$$

C_e와 C_c는 상변화 계수, t_∞는 공동의 특성 길이에 의해 정의되는 특성 시간을 의미한다.

2.2 상태방정식

본 연구에서 사용한 균질 혼합류 모델은 혼합물의 물성 값을 액체와 기체상에 대한 물성 값으로 표현하기 때문에 검사 체적 내 온도와 압력에서 각 상의 물성 값을 아는 것이 필수적이다. 또한 본 연구에서 해석한 산화제 탱크 내 유동의 경우 산화제로써 LOX를 사용하고, 해석하는 유체가 넓은 온도와 압력 범위를 갖게 되므로 다항식 기반의 상태방정식을 이용해 정확한 물성을 적용하는 것이 어렵다. 따라서 본 연구에서는 NIST(National Institute of Standards and Technology)에서 제공하는 표준 열역학적 데이터베이스[14]를 활용하였고, 이를 직접 적용할 경우 발생하는 계산적 비용 감소를 위해 스플라인에 기반해 값을 찾는 방법을 사용하였다. 이러한 방법은 계산상 미분 값의 높은 정확도가 요구되는 밀도와 엔탈피에 대해 적용되었으며, 두 변수는 온도와 압력에 대하여 표현 가능하기 때문에 이에 대한 쌍2차 스플라인 다항식을 구성하였다. 구성된 다항식은 데이터베이스로부터 구해진 일련의 차분된 값에 대해 표현되고, 보간을 통해 차분 값 사이에서도 정확한 물성 값을 얻을 수 있다.

2.3 공간 차분법

본 연구는 압축성 유동 해석 영역에서 높은 정확성을 가지며, 충격파 불안정성 및 물성치의 수치 진동을 개선함과 동시에 다상 유동에도 적용이 가능한 AUSMPW+_N 기법을 공간차분 기법으로

사용하였다[15]. AUSMPW+_N 기법은 충격파 포착 항을 특정 상태방정식에 영향 받지 않도록 적용하였고, 예조건화된 음속이 속도 점성 하와 압력 점성 항에 독립적으로 적용되어 각각 scaling하기 때문에 개선된 정확도를 갖는 기법이다.

AUSMPW+_N 기법에서는 효율적인 전마하수 scaling을 위해 AUSM+−up 기법에서 이용된 비교적 단순한 방법의 scaling을 이용한다. 이때 정상/비정상 저마하수 유동 계산에서 정확도를 위해 수치 점성 항의 scaling 시에 압력 차이 항에는 비정상 scaling, 속도 차이 항에는 정상 scaling을 적용하였다.

$$\theta_p = min\left(1, max\left(\frac{\sqrt{u_{1/2}^2 + v_{1/2}^2 + w_{1/2}^2}}{c_{1/2}}, \frac{V_{co}}{c_{1/2}}, \frac{V_{un}}{c_{1/2}}\right)\right)$$

$$\phi_p = \theta_p(2 - \theta_p)$$

$$\theta_v = min\left(1, max\left(\frac{\sqrt{u_{1/2}^2 + v_{1/2}^2 + w_{1/2}^2}}{c_{1/2}}, \frac{V_{co}}{c_{1/2}}\right)\right) \tag{2.9}$$

$$\phi_v = \theta_v(2 - \theta_v)$$

사용한 AUSMPW+_N 수치 기법의 제어 체적 계면에서 플럭스는 아래 식과 같다.

$$F_{1/2} = \overline{M_L^+} c_{1/2} \psi_L + \overline{M_R^-} c_{1/2} \psi_R + P_{1/2} \tag{2.10}$$

여기서 압력 차분 함수는 AUSM+ 기법에서와 유사한 형태로 다음과

같이 표현된다.

$$p_{1/2} = P_L^+ p_L + P_R^- p_R - 2K_u P_L^+ P_R^- \phi_v \rho_{1/2} c_{1/2}(U_R - U_L)$$

$$P^{\pm} = \begin{cases} \pm\frac{1}{4}(M^* \pm 1)^2(2 \mp M^*) \pm \alpha M^*\left(M^{*2} - 1\right)^2 & |M^*| \le 1 \\ \frac{1}{2}\left(1 \pm sign(M^*)\right) & |M^*| > 1 \end{cases} \quad (2.11)$$

또한 AUSMPW+에서처럼 벽 근처와 충격파 뒤에서 진동을 줄이기 위해 압력에 기반하는 함수인 f와 ω를 사용해 이를 저감한다.

$$f_{L,R} = \left(\frac{\bar{p}_{L,R}}{\bar{p}_s} - 1\right) \times (1 - \omega) \times \frac{\min(\rho_L, \rho_R)}{\rho_{\frac{L}{R}}} \times \frac{1}{\phi_p}$$

$$\omega = \max(\omega_1, \omega_2) \quad (2.12)$$

$$\omega_1 = 1 - \Pi_{\frac{1}{2}}^3, \qquad \omega_2 = 1 - \left(\frac{min\left(\bar{p}_{1,L}, \bar{p}_{1,R}, \bar{p}_{2,L}, \bar{p}_{2,R}\right)}{max\left(\bar{p}_{1,L}, \bar{p}_{1,R}, \bar{p}_{2,L}, \bar{p}_{2,R}\right)}\right)^2$$

이때 Π는 충격파 포착 항을, 아래 첨자 1/2는 충격파를 포착하는 제어면을 의미한다. AUSMPW+_N 기법에서 사용한 충격파 포착항은 다음과 같이 정의된다.

$$\Pi_{1/2} = min\left(\frac{\bar{p}_R^*}{\bar{p}_L^*}, \frac{\bar{p}_L^*}{\bar{p}_R^*}\right), \qquad \bar{p}_{L,R}^* = p_{L,R} + \frac{1}{2}\rho_{1/2,m} c_{1/2,m}^2 \quad (2.13)$$

압력 차분함수와 마찬가지로 split 마하수와, 제어 체적 계면에서의 플럭스 계산에 요구되는 $\bar{M}_{L,R}^{\pm}$는 AUSMPW+ 기법과 동일한 형태로 사용한다.

2.4 시간 적분법

본 연구에서는 지배방정식의 시간 정확도를 확보하고, 탱크 유동의 비정상 해석을 위해 2차 정확도를 가진 후진 차분법을 적용함으로써 이중 시간 전진 기법을 사용하였다.

$$\frac{|\Omega_{i,j,k}|}{\Delta t}\left(\frac{3}{2}\Delta\left(\bar{Q}_{i,j,k}^{n+1}\right)_{\tau}-2\bar{Q}_{i,j,k}^{n}+\frac{1}{2}\bar{Q}_{i,j,k}^{n-1}\right)+\frac{|\Omega_{i,j,k}|}{\Delta\tau}\Gamma\Delta\left(\bar{Q}_{p,i,j,k}\right)_{\tau} = -R_{i,j,k}(\bar{Q}^{n+1,m+1},t^{n+1},\tau^{m+1}) \tag{2.14}$$

위 식에서 위 첨자 n과 m은 물리적 시간과 가상 시간을 의미하며, 아래 첨자 p는 원시 변수를 의미한다. 위 식에서 원시 변수에 대한 가상 시간이 무한대로 수렴하면 원래의 지배 방정식을 회복하도록 적용되었으며, 수렴한 해는 물리적 해로써 사용하였다. 가상 시간에 대한 시간 전진 기법은 LU-SGS (Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel) 방법[16]이 사용되었다. LU-SGS 기법은 외재적 시간 전진 기법 대비 큰 시간 간격으로 해를 수렴시킬 수 있고, 각 야코비 항을 근사적으로 인수분해 하여 행렬 연산을 하기 때문에 메모리와 계산 시간 측면에서 효율적인 방법이다. LU-SGS 기법은 차원에 관계없이 두 방향의 sweep 방향을 갖기 때문에 3차원 해석으로의 확장이 용이하고, 분해한 플럭스 야코비 행렬을 sweep 방향에 대해 처리하여 사용한다. LU-SGS 기법의 형태는 아래와 같이 표현된다.

$$LD^{-1}U\Delta Q = R \tag{2.15}$$

$$L = \frac{I}{J\Delta\tau} + \lambda_1\left(A^+_{i,j,k} + A^-_{i,j,k}\right) + \lambda_2\left(B^+_{i,j,k} + B^-_{i,j,k}\right) + \lambda_3\left(C^+_{i,j,k} + C^-_{i,j,k}\right)$$

$$- \lambda_1 A^+_{i-1,j,k} - \lambda_2 B^+_{i,j-1,k} - \lambda_3 C^+_{i,j,k-1})$$

$$D = \frac{I}{J} + \lambda_1(A^+_{i,j,k} - A^-_{i,j,k}) + \lambda_2(B^+_{i,j,k} - B^-_{i,j,k}) + \lambda_3(C^+_{i,j,k} - C^-_{i,j,k})$$

$$U = \frac{I}{J} + \lambda_1\left(A^+_{i,j,k} - A^-_{i,j,k}\right) + \lambda_2\left(B^+_{i,j,k} + B^-_{i,j,k}\right) + \lambda_3\left(C^+_{i,j,k} + C^-_{i,j,k}\right)$$

$$+ \lambda_1 A^-_{i+1,j,k} + \lambda_2 B^-_{i,j+1,k} + \lambda_3 C^-_{i,j,k+1})$$

$$\lambda_1 = \frac{\Delta\tau}{\Delta\xi}\ , \qquad \lambda_2 = \frac{\Delta\tau}{\Delta\eta}\ , \qquad \lambda_3 = \frac{\Delta\tau}{\Delta}$$

$$A^{\pm} = \frac{1}{2}(A \pm r_A I) \pm 2\nu\left|\nabla\,\xi\,\right|^2 I,$$

$$B^{\pm} = \frac{1}{2}(B \pm r_B I) \pm 2\nu\left|\nabla\,\eta\,\right|^2 I, \qquad (2.16)$$

$$C^{\pm} = \frac{1}{2}(C \pm r_C I) \pm 2\nu|\nabla|^2 I$$

$$r_{A,B,C} = \chi \max\left(\left|\lambda_{A,B,C}\right|\right), \qquad \chi = constant \geq 1$$

2.5 난류 모델

본 연구에서는 Mentor의 $k-\omega$ SST 모델[17]을 난류모델로써 사용하였다. 이 모델은 Wilcox의 $k-\omega$ 모델을 $k-\varepsilon$ 모델과 결합한 모델이다. $k-\omega$ 모델은 경계층의 로그 부분과 층류 점성 저층에서 $k-\varepsilon$ 모델보다 뛰어나다. 반면 $k-\omega$ 모델은 freestream dissipation rate value ω_{free} 에 대해 강한 민감도를 갖기 때문에 경계층의 wake region에서는 $k-\varepsilon$ 모델이 뛰어나다. Mentor의 $k-\omega$ SST 모델은 blending function F_1 을 사용해서 경계층의 안쪽 부분에서는 $k-\omega$ 모델을 사용하고, free shear flow와 바깥쪽 부분에서는 $k-\varepsilon$ 모델을 사용한다. Mentor의 $k-\omega$ SST 모델에 대한 수송 방정식은 다음과 같이 사용하였다.

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{\text{ij}}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^*\rho\omega k + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu+\sigma_k\mu_t)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]$$

$$\frac{D\rho\omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_t}\tau_{\text{ij}}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta\rho\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu+\sigma_\omega\mu_t)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] \qquad (2.17)$$

$$+2\rho(1-F_1)\sigma_{\omega 2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}$$

위 식에서 표현된 상수는 다음과 같이 사용하였다.

$$\Phi = F_1\Phi_1 + (1-F_1)\Phi_2$$

$$F_1 = \begin{cases} 1 & \text{벽면 근처 } (k-\omega \text{ 모델}) \\ 0 & \text{벽면에서 떨어진 부분 } (k-\varepsilon \text{ 모델}) \end{cases} \qquad (2.18)$$

또한 F_1은 가장 가까운 벽면까지의 거리에 기반해서 $k-\omega$ 모델을 $k-\varepsilon$ 모델로 바꾸고, 다음과 같이 정의된다.

$$F_1 = Tan\hbar(\arg_1^4)$$

$$\arg_1 = min\left[\max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{\omega y^2}\right), \frac{3.424\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2}\right] \tag{2.19}$$

$$CD_{k\omega} = max\left[1.712\rho\sigma_{\omega 2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10}\right]$$

이때 y는 가장 가까운 벽면으로부터의 거리이고, $CD_{k\omega}$ 는 cross-diffusion 항의 양의 값이다. Mentor의 $k-\omega$ SST 모델은 난류 점성을 다음과 같이 수정해 사용한다.

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1\omega, SF_2)}$$

$$F_2 = Tan\hbar(\arg_2^2) \tag{2.20}$$

$$\arg_2 = max\left[\frac{2\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{\omega y^2}\right]$$

제 3 장

검증

이 장에서는 탱크 내부에서 발생하는 배출 유동을 위한 코드의 검증과 해석 모델에 대한 격자 테스트를 수행하였다. 해당 해석 결과를 통해 사용 코드의 배출 유동 해석에 대한 신뢰도를 확보하였으며, 격자테스트를 통해 격자 선정 및 일반적인 dip 형성과 증기 흡입 현상의 발생 원리에 대해 분석하였다.

3.1 In-house 코드 검증

코드 검증에 사용한 해석은 Park 의 선회 유동이 없는 축대칭 실린더 탱크 배출 결과[18]를 참고하였으며, 그림 3.1 과 같이 지름 90mm, 높이 450mm 인 원형 탱크 형상을 사용하였다. 원형 탱크 바닥에 위치한 배출구는 지름 6mm, 길이 15mm 이며, 액체 상은 물, 기체 상은 공기로 계산하였다. 초기에 물은 탱크의 350mm 지점까지 채운 상태로, 나머지 부분은 공기에 노출된 상태고, 초기 계산의 안정성을 위해 상경계면 상, 하 6 개 셀에 대해서 증기상의 체적 분율이 불연속하지 않도록 매끄럽게 처리하였다. 선행 연구의 실험 조건과 동일하게 배출구와 탱크 위쪽이 개방된 탱크 형상을 사용하였고, 중력조건에서

자유롭게 배출되도록 해석하였다. 본 해석의 경우 탱크 형상과 배출구가 축대칭 형상을 갖고 있고, 슬로싱 없이 배출만 일어나는 현상을 해석하였기 때문에 축대칭 2 차원 해석을 수행하였다.

선행 연구 결과와 동일하게 350mm 부터 20mm 간격으로 수면이 해당 지점에 도달하는데 걸리는 시간을 계산했고, 실험 및 선행 연구의 수치 해석 결과와 비교하였다. 계산 결과 배출이 진행됨에 따라 수위가 낮아지고, 수위가 낮아지는 속도는 점차 감소했다. 선행 연구의 수치해석 결과에서 수면 높이가 시간에 따라 진동하는 경향을 보였으나, 본 연구의 해석 결과에서는 실험과 유사하게 비교적 매끄러운 수위를 보였다. 이러한 작은 차이를 제외하면 두 결과 모두 유사한 결과를 보였고, 실험과도 잘 일치하였다. 따라서 이후 제시되는 추진제 배출 해석 결과는 본 검증에서 사용한 코드를 사용해 해석하였다.

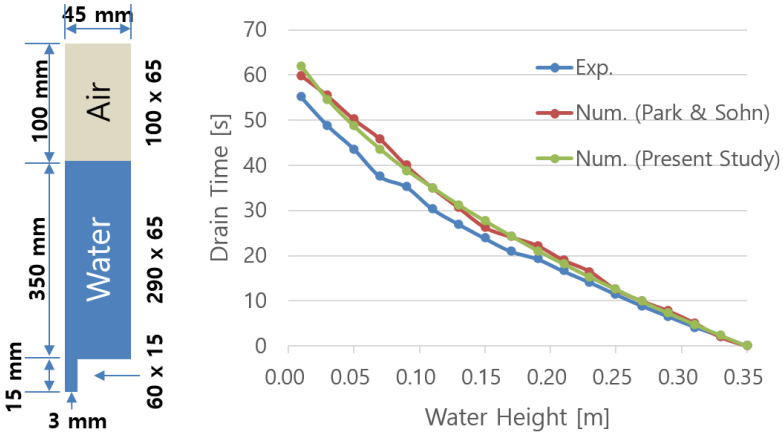


그림 3.1 축대칭 실린더 탱크 형상 및 해석 결과

3.2 격자 테스트

3.2.1 해석 모델

재점화 과정 중 슬로싱 현상을 모사하기 위한 탱크의 형상은 그림 3.2 와 같다. 해석 모델은 대략적인 형상 정보와 계산을 위한 초기 조건 확보가 가능한 KSLV-II 3 단 산화제 탱크로 설정하였으며, 슬로싱 현상의 경우 탱크 내부에서 3 차원 효과를 발생시키기 때문에 해석은 3 차원으로 수행하였다. 탱크 형상은 발표된 선행연구[19]와 항공우주연구원 보고서를 참고하였다. 해석 영역은 두 부분으로 구성되어 있으며 첫번째 부분은 잘려진 구형 탱크 두개가 합쳐진 형상을 가진 탱크이고, 두번째 부분은 터보 펌프로 이어지는 배출관을 직선 형태로 단순화 한 부분이다. 탱크 전체 직경은 2.6m, 높이는 2.24m 를 사용했고, 전체 탱크를 구성하는 구형 탱크는 참고 문헌 상의 1.314m 를 반지름으로 갖도록 설정했다. 배출 파이프는 [19]로부터 예상되는 터보 펌프의 직경과, 위치를 참고하여 직경 0.2m, 길이 2m 로 설정하였다.

그림 3.2 해석 모델과 격자 형상

KSLV-II 의 경우 재점화 기능이 없는 발사체이기 때문에 일부 해석 조건은 재점화 발사체로부터 근거해서 계산하였다. 재점화 과정 중 발생하는 문제는 발사체 상단 부, 마지막 재점화 과정 중 저추력 상태에서 발생한다. 따라서 탱크 내 잔량은 초기 충전 잔량 대비 상당히 적은 양으로 존재하고, 본 해석에서는 이러한 조건을 모사하기 위해 TC-5 임무[9]의 마지막 재점화 과정 중 산화제 탱크를 기준으로 10%를 재점화 초기 잔량으로 설정하였다. 배출 유량은 탱크 전체의 부피 대비 배출량을 고려해 KSLV-II 3 단 발사체의 연소 시간과 초기 잔량을 기준으로 계산된 0.01288 m^3/s 를 사용하였고 일정한 배출 유량을 갖도록 경계조건을 적용하였다.

3.2.2 계산 조건

계산을 위한 경계 조건은 탱크 벽면과 배출관 벽은 점성 벽면 조건, 배출관 출구는 일정한 체적 유량으로 추진제가 나가도록 설정하였다. 초기 조건으로는 10% 유량에 대해 액체/증기 산소를 사용했고, 각 상의 온도 분포는 참고 문헌[20]을 참고하였으며 기체 상의 경우 3 단 산화제의 점화가 시작되는 132K 을 초기 조건으로 적용하였다. 상경계면에서는 3.1 절에서와 같이 증기 상의 체적 분율이 연속적으로 변하도록 처리하였고, 액체, 기체 상의 온도 차이가 크기 때문에 온도 분포 역시 상경계면에서 부드럽게 처리하였다. 압력의 경우 추력

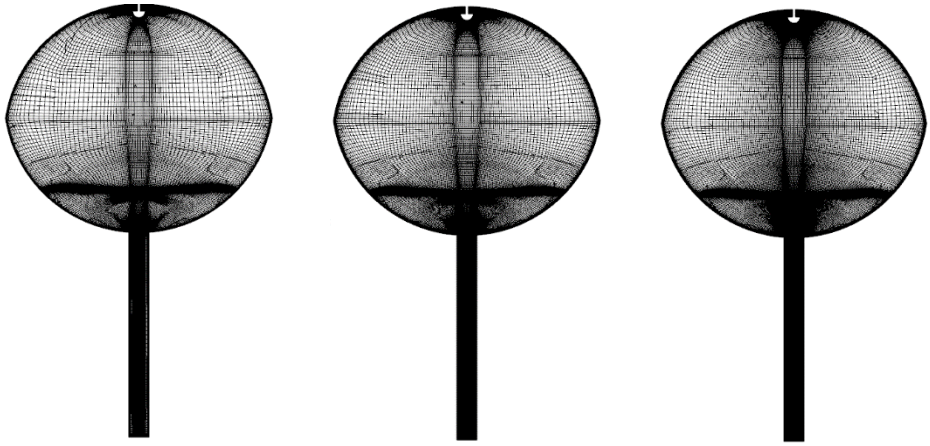
가속도가 존재하면 정수압으로 인한 압력 차이가 크게 발생할 수 있기 때문에 높이에 따라 압력을 다르게 적용하였다.

본 연구에서는 예조건화된 지배방정식의 비정상 해석에서 시간 정확도를 위해 이중 시간 적분법을 사용한다. 이를 위해 사용되는 물리적 시간 간격은 슬로싱 주기를 기준으로 결정하였다. 4.1 절의 슬로싱이 존재하는 해석 조건의 경우 약 7.5 초의 주기로 슬로싱 현상이 발생하였다. 따라서 한 주기당 약 150 번의 물리적 시간 간격을 갖도록 물리적 시간 간격을 0.05 초로 설정하였고, 격자 테스트에서도 이 조건을 사용해 해석하였다. 계산을 위한 목표 시간은 한국형발사체 7 톤 엔진의 시동/점화 시험[21]에서 사용한 22초로 설정하였으며 실제 점화 과정 중 증기 상이 흡입되는 현상이 발생하는 조건은 성능 이상을 의미하기 때문에 이 경우 계산을 중지하였다.

3.2.3 격자 테스트 결과

추진제 배출이 발생하는 탱크에 대한 최적의 격자 수를 결정하기 위해 격자 테스트를 수행하였다. 격자 조건으로는 벽면 근처에서 벽면에 대해 수직인 방향으로 배출 산화제의 평균 유속을 기준 했을 때 y+=1 을 만족하도록 만들었으며, 격자테스트를 위해 세 종류의 격자 사이의 결과를 비교하였다. 세 격자는 격자의 민감도를 측정하기 위해 약

100 만개의 차이(coarse grid = 1,385,024, medium grid = 2,431,758, fine grid = 3,385,720)를 갖도록 제작하였다.



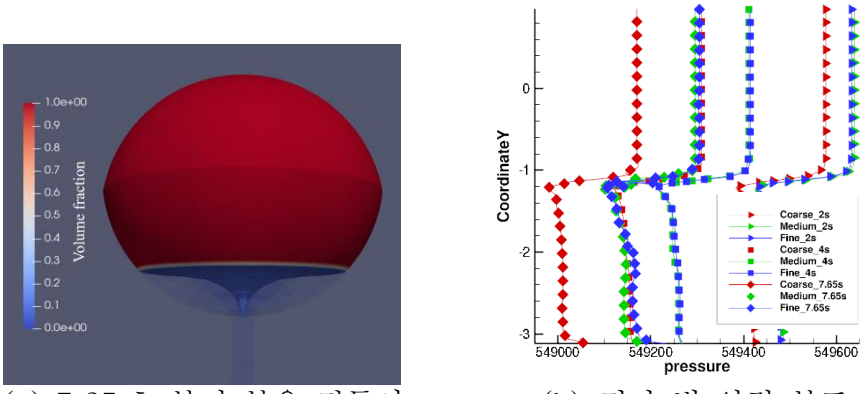
(a) Coarse grid (b) Medium grid (c) Fine grid

그림 3.3 격자 테스트에 사용한 격자 비교

배출관 내 셀의 체적은 슬로싱이 발생하지 않아 기체상으로 유지되는 셀보다 최대 1000 배 작고, 배출구 주변은 배출구 근처에서 발달하는 압력 구배에 대한 정확도를 위해 격자 크기를 조밀하게 생성하였다.

격자 테스트를 위한 해석 조건으로 슬로싱이 없는 10^{-4}g 조건의 추진제 배출 상황을 가정하였으며 이때 유량은 3.2.1 에서 설정한 해석 모델의 유량을 사용하였다. 각 격자에 대해 해석한 결과는 탱크 최상단부터 배출관 출구까지 3 차원 탱크 축에 대해 시간에 따른 압력 분포를 비교함으로써 수행하였다.

격자 테스트 결과 세 격자 모두에서 dip 생성과 증기 흡입 현상이 발생했다. 가압 없이 추진제만 배출되는 탱크이기 때문에 시간 경과에 따라 탱크 내부 압력이 감소하였으며 medium 격자와 fine 격자가 거의 유사한 결과를 보인데 반해 coarse 격자는 비교적 큰 차이를 보였다. 이 결과를 통해 medium 격자가 추진제 배출 현상을 분석하기에 충분히 조밀함을 확인하였고, 이후 4 장에서 제시되는 해석 결과는 medium 격자로 해석하였다.



(a) 7.65 초 부피 분율 컨투어 (b) 격자 별 압력 분포

그림 3.4 격자 테스트 결과

제 4 장

수치 해석 결과

발사체의 슬로싱 현상의 경우 탱크 내 유체의 움직임은 추력 벡터 제어에 의한 외부 가진, 초기 위치, 탱크 형상 등에 의해 영향 받는다 [22]. 본 연구에서는 재점화 과정 중 LOX 의 슬로싱 움직임을 모사하기 위해 매개변수로써 축 추력 가속도와, 재점화 초기 상경계면의 기울기를 사용하였다. 발사체 추력 변화에 의한 외부 가진 영향은 임무에 따라 크기, 방향, 주파수에 의해 매우 다양할 수 있다. 본 연구에서는 외부 가진에 의한 슬로싱 효과가 아닌 초기 기울기에 의한 슬로싱 강도에 따른 배출 유동에 대한 경향성을 파악하는 것이 목적이기 때문에 주기적인 가진 효과는 배제하였다.

축 추력 가속도는 재점화 직전 추진제 유지 단계의 일반적인 범위에 있는 10^{-4} g 조건부터 재점화가 시작되고, 주 엔진이 점화되었을 때 가속도인 5×10^{-1} g 의 범위에서 세 값(10^{-4} g, 10^{-2} g, 10^{-1} g)을 사용하였다. 재점화 초기 상경계면의 기울기는 그림 4.1 과 같이 기울기를 탱크 반지름 R 에 대해서 표현하여 4 가지 조건으로 사용하였다. 상경계면이 기울어지지 않았을 때를 0R 상태로 표기했고, 상경계면과 탱크 벽면이 접하는 최대 높이와 0R 상태의 상경계면

사이의 거리를 각각 R/6, R/3, R/2 이 되도록 초기 조건을 설정하였다. 각 기울기는 약 10° 간격의 기울기 차이를 갖도록 설정되었으며, AC-8 미션의 추진제 유지 단계에서 약 27° 로 기울어진 상경계면을 갖는 슬로싱이 지속적으로 발생했기 때문에 최대 기울기를 R/2 이 되도록 설정하였다.

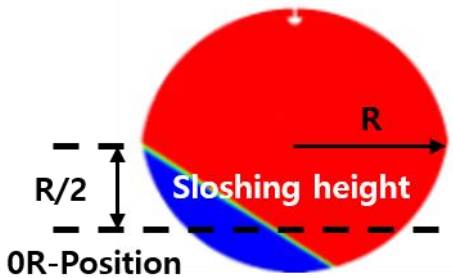


그림 4.1 재점화 초기 상경계면 기울기

4.1 슬로싱이 증기 흡입 현상에 미치는 영향

연구 결과는 두가지 측면으로 분석하여 나타내었다: 슬로싱이 증기 흡입 현상에 미치는 영향, 슬로싱에 의해 생성된 속도/압력 변동이 펌프에 미치는 영향. 첫번째 분석의 목적은 축 추력 가속도, 재점화 초기 기울기 변화가 있을 때 슬로싱에 대한 dip 형성과 증기 흡입 현상에 대한 경향을 분석하는 것이다. Dip과 증기 흡입 현상은 액체와 증기상의 체적분율로써 확인하였다. 본 절에서 해석한 조건 별 매개변수는 그림 4.2와 같이 적용하였다.

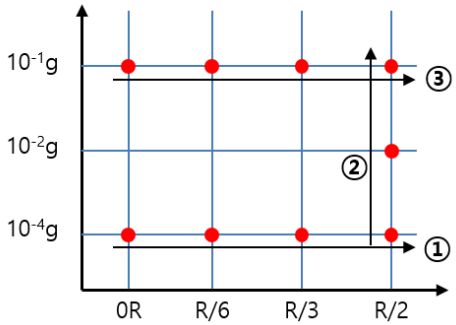
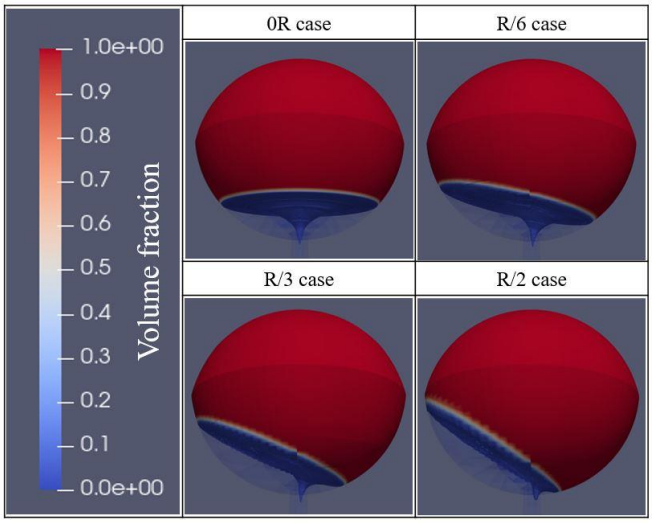


그림 4.2 해석 조건 별 매개변수

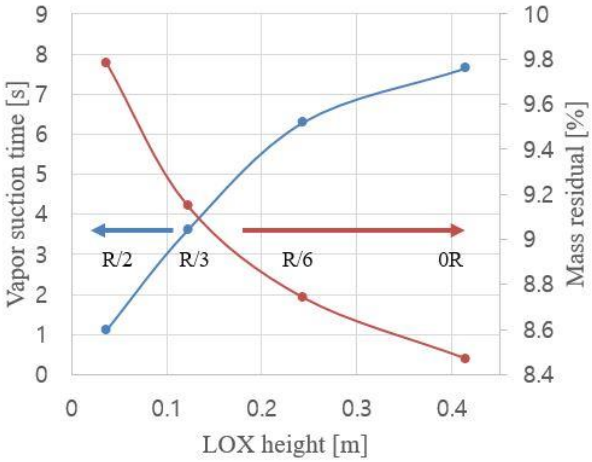
4.1.1 재점화 초기 가속도에서 상경계면 기울기에 대한 배출 분석

재점화 직전 단계인 추진제 유지 단계 가속도(10^{-4} g)의 해석 결과에서는 그림 4.3 과 같이 모든 상경계면의 기울기에서 증기 흡입 현상이 발생하였다. 축 추력 가속도가 작아 배출 유량에 의해 변형된 상경계면을 회복할 수 없기 때문에 0R 기울기 조건에서도 dip 생성과 성장이 모두 발생하였다. 계산 결과 상경계면의 기울기가 커질수록 증기 흡입 시간이 짧아지고, 잔여 추진제량은 이에 따라 증가하는 경향을 확인하였다. 증기 흡입 현상은 모든 조건에서 8 초 이내에 발생했으며 추진제 안정화 단계에서 추진제를 원하는 위치로 움직이는데 요구되는 시간의 규모는 이보다 훨씬 크기 때문에 슬로싱으로 인한 추진제의 움직임은 크게 나타나지 않았다. 상경계면의 기울기가 커질수록 배출구 근처 LOX 의 높이 감소 폭이 더 커지고, dip 성장은 배출구에서 형성되는 강한 음압력 구배와 상경계면이 만날 때 가속화 되기 때문에 증기 흡입 시간의 경우 기울기가 작아짐에 따라 더 큰 값을 갖게 되었다. 따라서 10^{-4} g 해석 조건에서는 추진제 배출 과정에서 발생하는

관성력이 추력이나 슬로싱에 의한 외력에 비해 지배적이고, 저추력 조건에서는 상경계면과 배출구 사이의 초기 높이가 증기 흡입 시간에 중요한 영향을 준다는 사실을 알 수 있다.



(a) 증기 흡입 현상이 발생했을 때 체적 분율

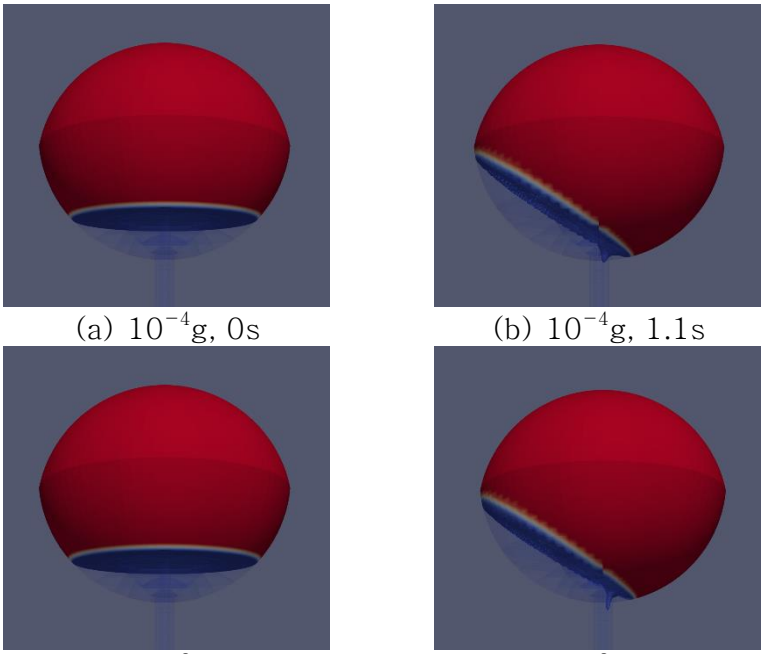


(b) 상경계면 기울기에 따른 증기 흡입 현상 발생 시간과 잔여 추진제량

그림 4.3 재점화 초기 가속도에서 상경계면 기울기에 대한 해석 결과

4.1.2 축 추력 가속도 변화에 따른 슬로싱 강도에 대한 배출 분석

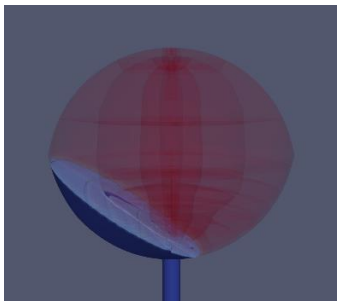
슬로싱은 본 연구에서 사용하는 매개변수인 초기 위치와 가속도에 모두 영향을 받는다. 초기 위치가 더 많이 기울어져 있을수록, 추력이 클수록 기울어진 상경계면의 위치에너지 크기가 커지기 때문에 운동에너지로 전환되는 양이 많아져 추진제가 탱크 하단에 위치했을 때 유속이 빨라지고, 슬로싱 강도가 세진다. 현재 해석 조건에서는 초기 기울기를 R/2 조건으로 고정시킨 상태에서 추진제 안정화 단계의 가속도와 재점화 가속도 사이로 추력 가속도를 설정하고, dip 생성의 경향을 파악하는 것이 목적이다. 축 추력 가속도는 10^{-4}g, 10^{-2}g, 10^{-1}g 조건을 사용해 해석하였다.

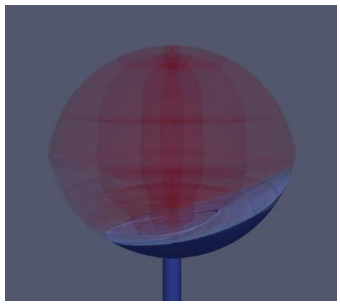


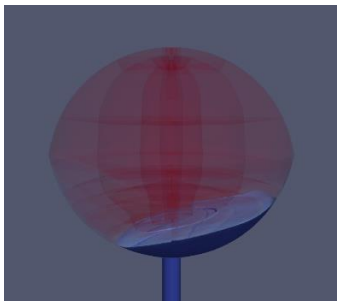
(a) 10^{-4}g, 0s (b) 10^{-4}g, 1.1s

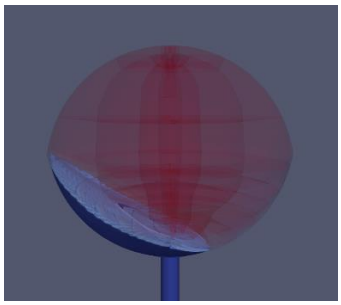
(c) 10^{-2}g, 0s (d) 10^{-2}g, 1.3s

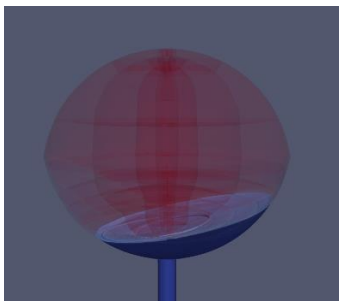
그림 4.4 R/2 기울기 조건, 10^{-4}g, 10^{-2}g 가속도 부피 분율 결과

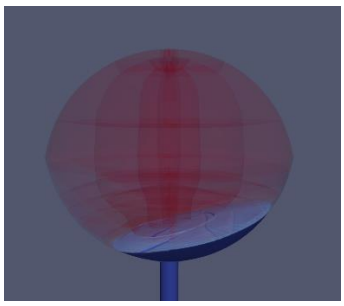

(a) 0 s

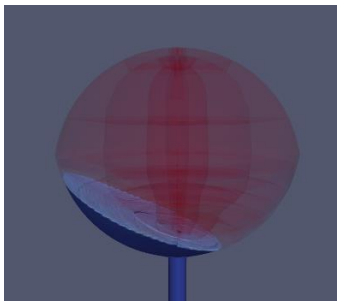

(b) 2.5 s

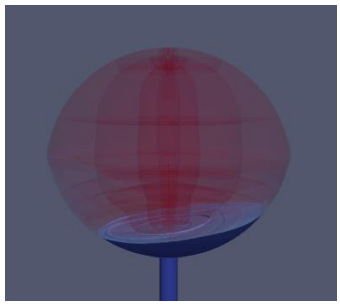

(c) 5 s

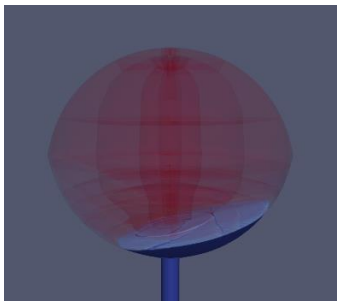

(d) 7.5 s


(e) 10 s

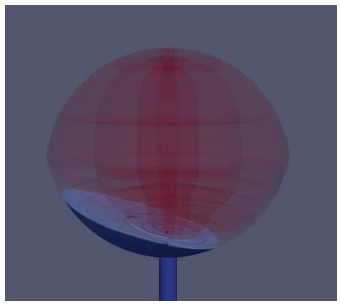

(f) 12.5 s


(g) 15 s


(h) 17.5 s



(i) 20 s



(j) 22 s

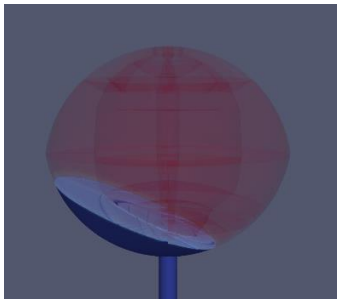
그림 4.5 R/2 기울기 조건, 10^{-1}g 가속도 부피 분율 결과

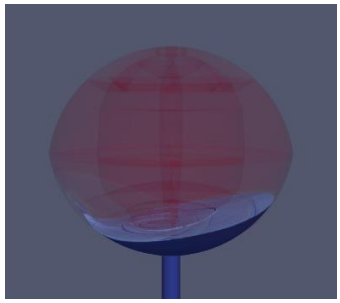
해석 결과는 그림 4.4 로 나타났으며 이후 체적 분율 결과는 그림 4.3 에서의 범례를 따른다. 10^{-2} g 조건에서는 10^{-4} g 에서와 달리 상경계면의 높이가 높은 쪽에서 슬로싱이 확인되었으나 배출구 근처에서는 슬로싱에 의한 충분한 모멘텀을 얻지 못해 증기 흡입 현상이 발생하였다. 증기 흡입 시간의 경우 10^{-4} g, 10^{-2} g 조건에서는 각각 1.1 초, 1.3 초로 나타났다. 10^{-1}g 조건에서는 그림 4.5 와 같이 슬로싱이 지속적으로 발생했고, 목표 계산 시간인 22 초까지 증기 흡입 현상이 발생하지 않았다. 추력이 증가함에 따라 추력 대비 배출 유량에 대한 관성력이 감소하였고, 슬로싱의 초기 위치에 대한 위치에너지가 증가해서 추진제의 슬로싱 움직임이 두드러졌다. 슬로싱 영향이 크지 않은 10^{-4} g, 10^{-2} g 조건을 비교하면 추력 증가에 따라 dip 성장이 억제되었고, 10^{-1} g 에서는 증기 흡입 현상이 발생하지 않았기 때문에 정격 구동 조건에서는 재점화 초기에 증기 흡입 현상이 발생하지 않고, 정격 구동 조건을 빨리 만들수록 증기 흡입 현상이 발생할 가능성이 줄어든다는 것을 알 수 있다. 따라서 액체 확보 장치(LAD – Liquid

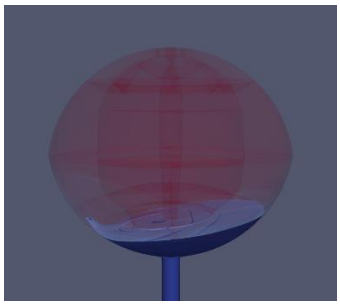
Acquisition Device)에 대한 설계 외에 재점화 초기 상경계면 높이에 대한 터보 펌프의 정격 구동 시간을 결정함으로써 증기 흡입 현상을 억제할 수 있다. 또한 4.1.1 결과의 10^{-4}g, R/3 기울기 조건보다 10^{-2}g, R/2 조건에서 증기 흡입 시간이 짧게 발생하였고, 두 조건 모두 배출구 근처에서는 슬로싱 영향이 크게 나타나지 않았다. 따라서 추력 대비 배출 유량에 의한 관성력의 증가 영향보다 배출구와 상경계면과의 거리가 증기 흡입 시간에 더 주요한 영향을 준다는 사실을 확인하였다.

4.1.3 재점화 가속도에서 상경계면 기울기에 대한 배출 분석

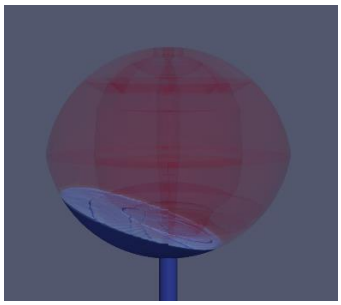
본 절에서는 재점화가 완료된 시점의 가속도 조건에서 상경계면 기울기에 대한 증기 흡입 현상을 분석하였다. 슬로싱 강도에 따른 배출 유동 분석을 위해 R/2, R/3, R/6 의 3 가지 조건에서 해석 결과를 비교 결과, 세 조건 모두에서 그림 4.5– 4.7 결과와 같이 22 초까지 슬로싱이 유지 되었다. 상경계면이 초기에 크게 기울어져 있을수록 슬로싱이 강하게 발생했고, 모든 조건에서 증기 흡입 현상이 발생하지 않았다.


(a) 0 s

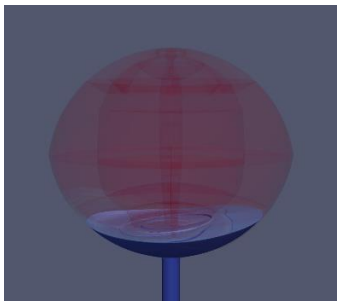

(b) 2.5 s



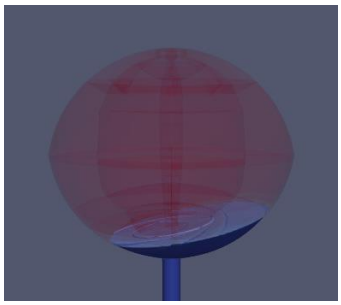
(c) 5 s



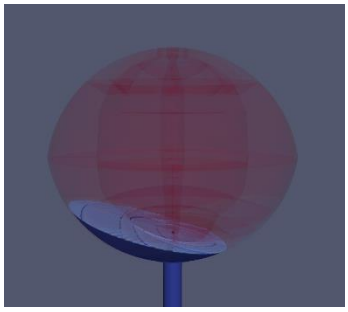
(d) 7.5 s



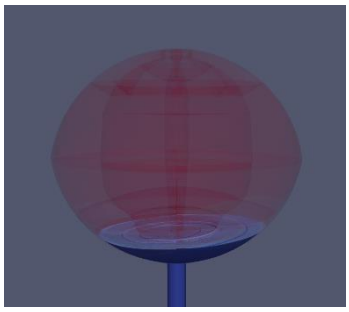
(e) 10 s



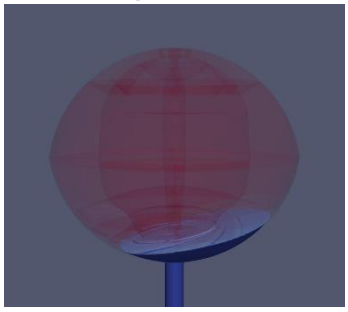
(f) 12.5 s



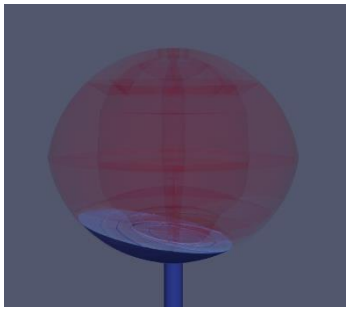
(g) 15 s



(h) 17.5 s

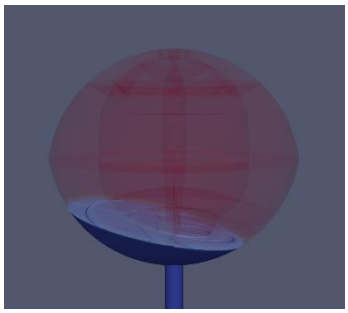


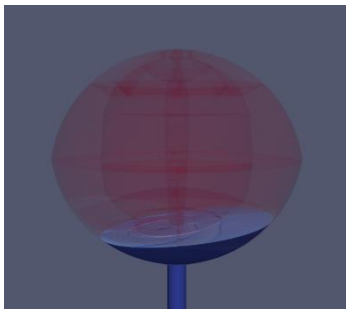
(i) 20 s

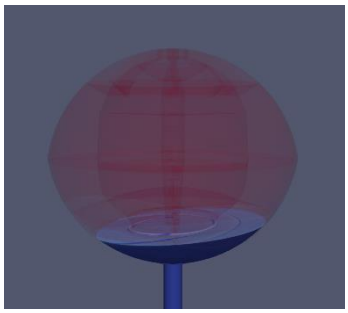


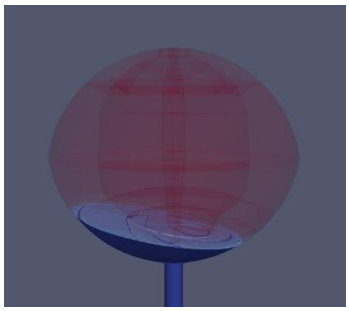
(j) 22 s

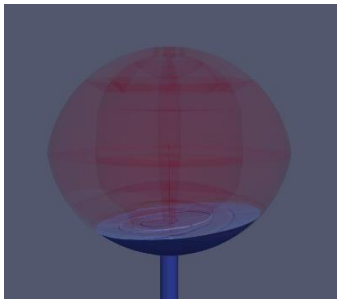
그림 4.6 R/3 기울기 조건, 10^{-1}g 가속도 부피 분율 결과

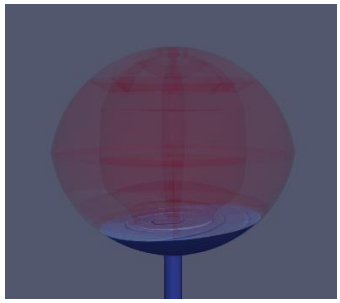

(a) 0 s

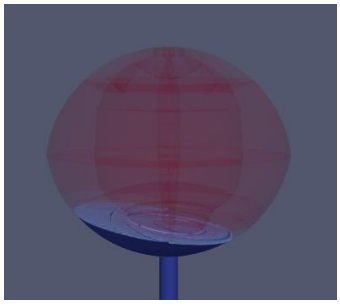

(b) 2.5 s

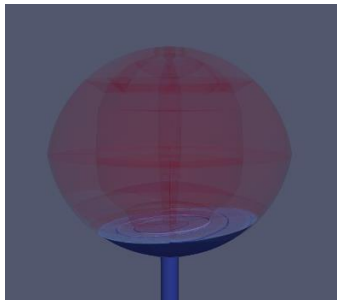

(c) 5 s

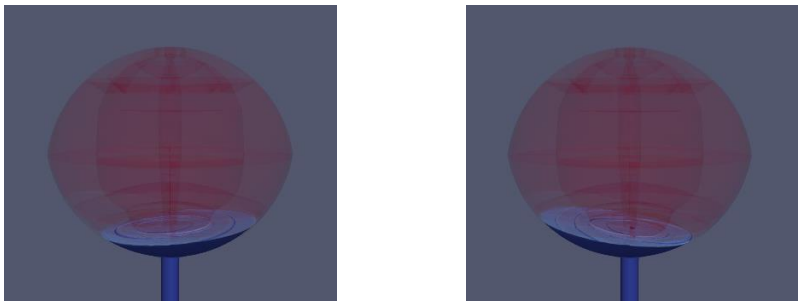

(d) 7.5 s


(e) 10 s


(f) 12.5 s


(g) 15 s


(h) 17.5 s



(i) 20 s (j) 22 s

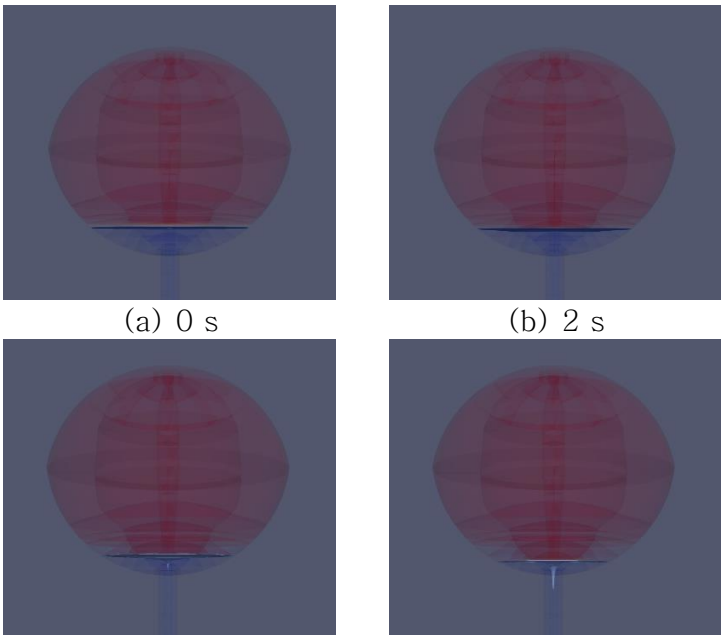
그림 4.7 R/6 기울기 조건, 10^{-1}g 가속도 부피 분율 결과

다른 조건과는 달리 R/2 해석 조건에서는 초기 상경계면 위치가 배출구에서 생성되는 음압력 구배와 접한 상태이다. 따라서 슬로싱이 발생하지 않는다면 이러한 조건에서는 dip 이 빠르게 성장한다. 하지만 슬로싱이 강하게 발생한 R/2, 10^{-1} g 조건에서는 배출 유량에 의한 관성력이 상경계면을 변형시키는 영향보다 추력 가속도에 의한 에너지의 영향이 크기 때문에 슬로싱에 의해 배출구 근처로 전달되는 질량이 상경계면을 배출구에서 먼 쪽으로 이동시키는 결과를 보였다. 또한 4.1.2 결과와 마찬가지로 재점화가 완료된 시점의 가속도에서는 상경계면의 기울기에 관계없이 증기 흡입 현상이 발생하지 않는다는 결과를 확인할 수 있었다.

4.1.4 슬로싱 유무에 따른 dip 생성 및 성장에 대한 영향 분석

슬로싱 유무가 dip 성장에 어떤 영향이 있는지 확인하기 위해 목표 계산 시간인 22 초 이후 계속해서 R/6 기울기를 초기 조건으로 슬로싱 중인 조건과 동일 잔량에서 슬로싱이 없는 조건을 비교하였다. 해석

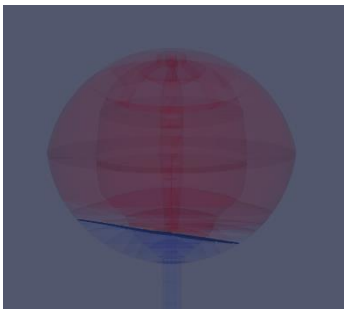
결과 증기 흡입 시간은 슬로싱이 있는 조건의 경우 6 초(그림 4.9), 없는 조건의 경우 7.9 초(그림 4.8)로 슬로싱이 존재할 때 24% 감소했고, 가용 잔량은 약 84kg 의 차이가 발생해서 슬로싱이 있을 경우 dip 이 더 잘 발생함을 확인하였다.



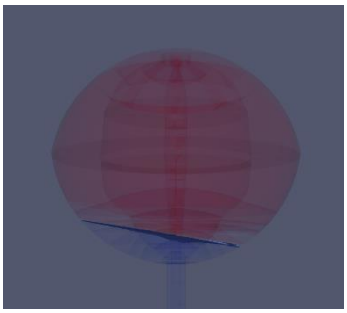
(a) 0 s (b) 2 s

(c) 6 s (d) 7.9 s

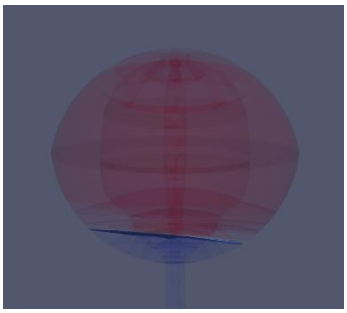
그림 4.8 동일 잔량, 슬로싱이 없을 때 해석 결과



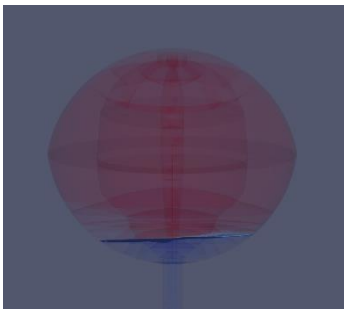
(a) 22 s



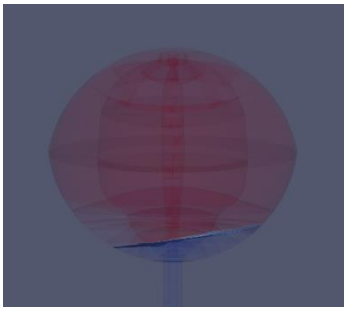
(b) 23 s



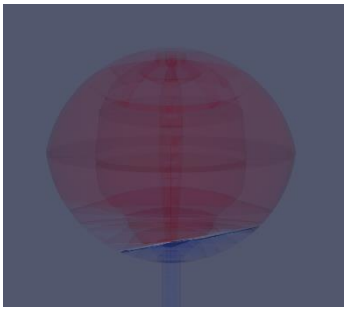
(c) 24 s



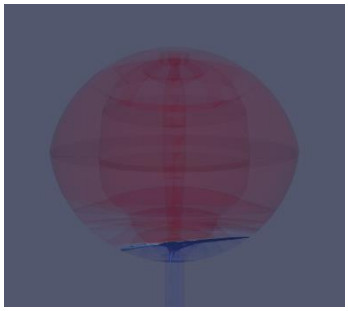
(d) 25 s



(e) 26 s



(f) 27 s



(g) 28 s

그림 4.9 동일 잔량, 슬로싱이 있을 때 해석 결과

저잔량 조건에서 슬로싱이 발생하는 경우 상경계면의 움직임으로 인해 연료 배출구와 상경계면 사이 거리가 주기적으로 접근하게 된다. Dip 의 성장은 상경계면과 배출구의 음압력 구배 사이의 거리가 가까워질수록 빠르게 일어나기 때문에 슬로싱의 주기적인 움직임은 dip 이 생성될 수 있는 원인을 제공한다. 슬로싱이 탱크 내부에서 발생했을 때 상경계면이 가장 크게 기울어져 운동방향이 바뀌는 시점을 생각해보면, 가장 아래의 액체는 기존의 진행방향으로 슬로싱을 유지하려는 관성력을 갖지만 대부분 액체의 위치에너지는 운동에너지로 전환되며 아래에 있는 액체를 반대방향으로 밀어낸다. 추력 대비 배출 유량의 관성력이 작을 경우, 탱크 하단에 위치한 액체 질량이 증가하고, 횡 방향으로 충분한 모멘텀을 갖게 된 액체가 초기 상경계면 위치로 인해 생성된 dip 을 슬로싱 움직임과 함께 배출구에서 먼 쪽으로 이동시킨다. 이후 슬로싱으로 인해 상경계면 높이가 회복되며 새로운 dip 의 생성이나 성장은 이루어지지 않는다.

4.1.3 절의 결과와 달리 추력 대비 배출 유량이 큰 경우에는, 슬로싱에 의해 액체 상의 높이가 낮아질 때 dip 이 생성되는 것은 동일하지만 이후 슬로싱에 의해 상경계면이 변형될 때 생성된 dip 이 소멸되지 않고 상경계면을 따라 움직이는 모습을 보인다(그림 4.9, 24 ~ 26 초 구간). 그림 4.9 의 27 초 결과에서와 같이 1/2 주기 이후 다시 상경계면의 높이가 낮아지게 되면 dip 이 다시 빠르게 성장한다.

따라서 슬로싱의 dip 생성과 성장에 대한 영향은 추력 대비 배출

유량의 관성력 보다는 작지만 dip 이 생성되는 조건하에서는 dip 성장에 도움을 주기 때문에 증기 흡입 시간이 줄어드는 효과를 갖는다.

4.2 슬로싱에 의한 속도/압력 변동 분포가 펌프에 미치는 영향

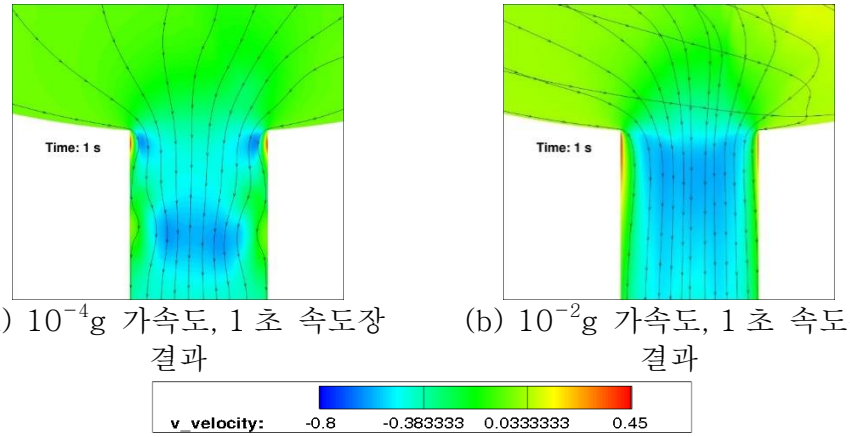
슬로싱은 액체 상의 움직임으로 인해 벽면에 압력 변동을 발생시킬 수 있다. 또한 탱크 내부 속도장에 큰 변화를 주기 때문에 배출관으로 전달되는 유동에도 영향을 줄 수 있다. 탱크와 터보 펌프는 배출관으로 연결되므로 배출관 단면의 속도, 압력이 불균일할 경우 펌프 성능에 영향을 줄 수 있기 때문에 슬로싱으로 인한 속도, 압력 변동의 크기가 펌프 성능 변화에 유효한 영향을 줄 지 분석하는 것은 중요하다.

따라서 두번째 분석에서는 4.1 절의 결과에서 슬로싱이 지속적으로 발생하는 조건에 대해 배출관 내부의 압력/속도 변동이 터보 펌프 성능에 유효한 차이를 줄 수 있는지 확인하였다.

4.2.1 슬로싱에 의한 배출관 내 속도장 분석

4.1.2 에서 분석한 증기상의 부피 분율 결과와 유사하게, 추력 가속도가 10^{-2}g 이하 조건에서는 그림 4.10 과 같이 슬로싱 영향이 크지 않아 배출관에서의 속도 분포가 비교적 대칭하게 나타났다. 배출관 입구에서는 배출 유동에 의해 유동 박리가 발생하며 이로 인해 생성된

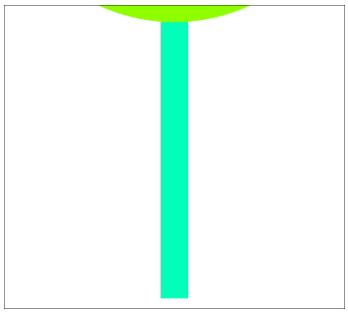
와류가 배출관을 따라 전달되었다. 그림 4.11 의 10^{-1}g 가속도 조건과 같이 슬로싱이 두드러지는 조건에서 생성된 와류는 슬로싱 주기에 따라 배출관 내 단면의 속도 변동을 유발하고, 단면에 대해 균일하지 않은 속도 분포를 갖게 하였다. 그림 4.11 의 범례는 4.10 과 동일하게 사용하였다.



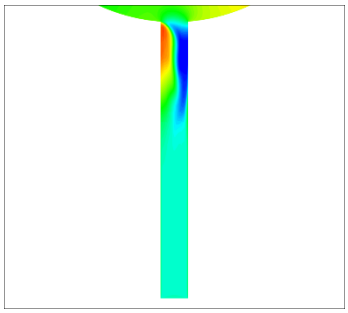
(a) 10^{-4}g 가속도, 1 초 속도장 결과

(b) 10^{-2}g 가속도, 1 초 속도장 결과

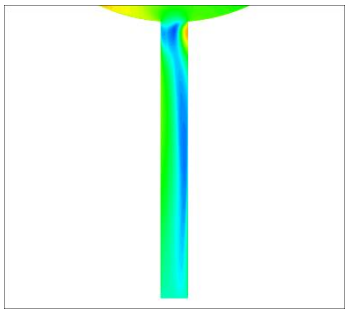
그림 4.10 R/2 기울기 조건, 10^{-4}g, 10^{-2}g 가속도 조건 속도장 결과



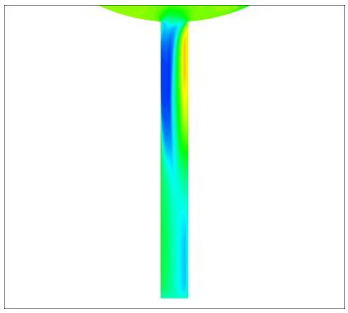
(a) 0 s



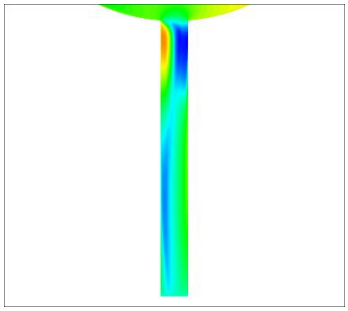
(b) 2.5 s



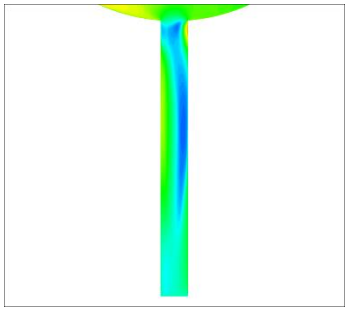
(c) 5 s



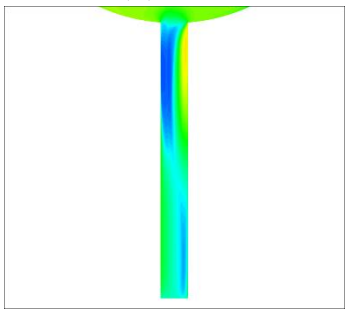
(d) 7.5 s



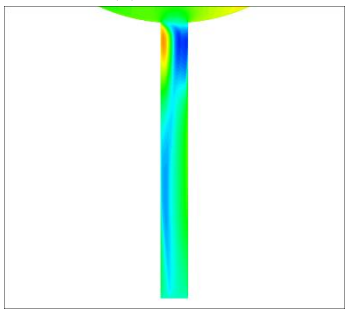
(e) 10 s



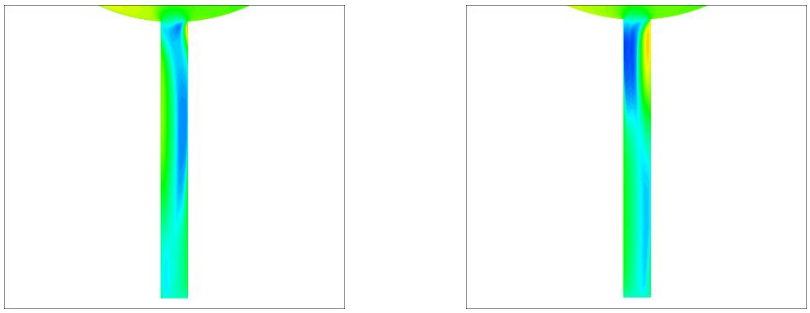
(f) 12.5 s



(g) 15 s



(h) 17.5 s



(i) 20 s (j) 22 s

그림 4.11 R/2 기울기 조건, 10^{-1}g 가속도 속도장 해석 결과

본 절에서는 단면에 대해 불균일한 속도 분포의 크기를 분석하기 위해 입구 근처와 출구 근처에서 속도장을 비교하였으며, 그 위치는 그림 4.12 와 같이 설정하였다. 입구 근처의 경우 탱크 중심으로부터 1.3m 떨어진 지점으로 속도 변동 값이 가장 크게 발생하는 위치로 설정하였으며, 출구 근처는 2.815m 떨어진 지점으로 참고문헌[19]에서 추정한 터보 펌프 위치로 설정하였다.

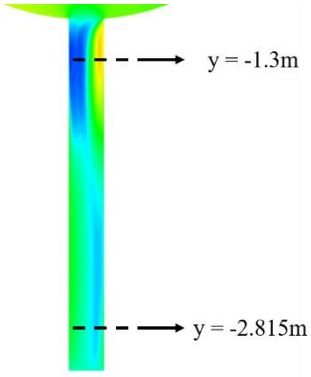


그림 4.12 단면 속도장 비교 위치

Van Esch B. P. M. [23]은 단면에 대해 균일/불균일한 속도 분포를

가진 펌프 성능과 임펠러 샤프트에 대해 미치는 하중에 대해 연구하였다. 이 연구에서는 불균일한 단면 속도 분포로 인해 증가된 유속이 공동 현상의 발생 가능성을 증가시키고, 설계된 펌프 블레이드에 대한 받음각에 차이를 발생시킬 수 있다고 주장하였다. 또한 펌프로 전달되는 속도 분포가 균일할 때에 비해 불균일할 경우 펌프의 수두, 토크 성능이 감소할 수 있고, 이로 인해 표 4.1 과 같이 임펠러 샤프트에 횡방향으로 비대칭적 하중이 발생함을 보였다. 이 연구에서 사용한 펌프의 외경은 0.335m, 한국형 발사체 7 톤 펌프의 외경은 0.2m 정도로 추정되어[19] 비슷한 스케일의 크기를 갖고 있기 때문에 선행 연구에서 제시된 무차원화 속도 분포와 본 연구의 해석 결과를 비교해 펌프 성능과 샤프트 하중에 대한 영향을 확인하였다.

정압 성능	− 2.74%
토크 성능	− 2.53%
임펠러에 대한 축방향 힘	− 3.33%
임펠러에 대한 반지름 방향 힘	F_y: 최대 + 350%
	F_x: 최대 + 275%

표 4.1 균일 유동 대비 불균일한 단면 속도 분포를 가진 펌프의 성능 비교

그림 4.13 에서는 배출관 단면의 무차원화된 속도 분포를 반지름 방향에 대하여 참고 문헌의 속도 분포와 함께 표기하였다. 그 결과 슬로싱이 강하게 발생할 때 입구 근처에서 발생하는 속도 분포의 반지름

방향 편차가 더 커짐을 확인 할 수 있었다. 또한 배출관 입구에서 무차원화된 속도 분포는 출구 근처인 펌프 위치에서 분포와 비교했을 때 속도 변동 크기가 더 작게 나타났는데 관내 유동이 전달되며 소산이 일어난 결과이다. 그러나 소산이 발생했음에도 불구하고, 무차원화된 단면 속도 변동의 크기는 Van Esch B.P.M. 연구에서 설정한 불균일한 단면 속도에 비해 큰 값을 유지했기 때문에 탱크 내의 슬로싱이 펌프의 성능과 임펠러 축 부하에 유의미한 영향을 줄 수 있을 것으로 파악되었다. 또한 가장 슬로싱이 약하게 발생한 R/6 조건에서도 반지름 방향의 속도 분포 크기 값이 Van Esch B.P.M. 연구의 속도 변동 값인 1.288 보다 큰 1.297 으로 나타났다. 따라서 탱크 잔량이 적을 경우 작은 크기의 슬로싱일지라도 펌프 성능에 영향을 줄 수 있다.

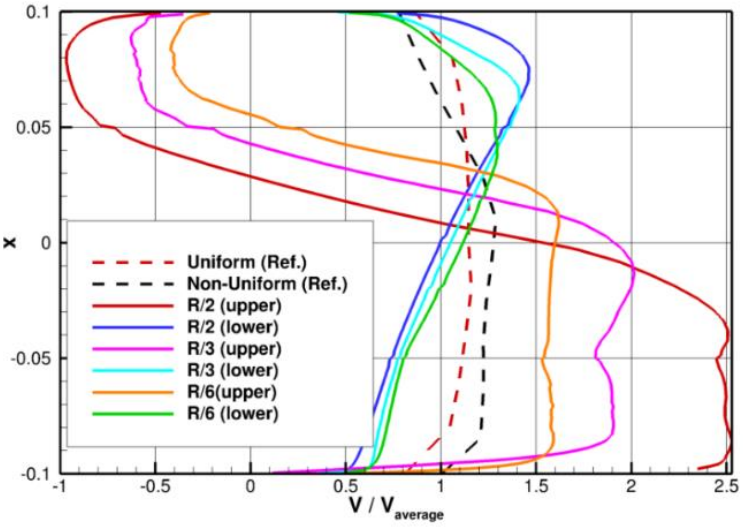


그림 4.13 배출관 단면의 무차원화된 속도 분포

4.2.2 슬로싱에 의한 배출관 내 압력 변동 분석

그림 4.14 에서는 슬로싱이 유의미하게 발생한 조건(10^{-1}g 가속도, R/2, R/3, R/6 기울기 조건)에 대해서 슬로싱 강도 별 배출구 압력 변화를 측정하였다. 탱크 내부 가압 없이 일정한 배출 유량을 갖는 조건으로 해석했기 때문에 탱크 내부 및 배출 출구 압력이 시간이 지남에 따라 감소하였고, 슬로싱 조건에 따라 압력 변동에 차이를 보였다.

슬로싱이 강하게 나타날수록 배출구에서 압력 변동이 크게 발생했으며 슬로싱 강도가 가장 강한 R/2 조건의 경우 최대 900pa 의 압력 변동 크기를 보였다. 하지만 Yun, L[24]이 연구한 0.271m 의 직경을 갖는 펌프 입구에서는 펌프 작동으로 인한 압력 진동의 크기가 최대 5068pa 로 나타났다. 따라서 슬로싱에 의한 압력 변동이 펌프 작동에 의해 발생하는 압력 변동의 크기보다 스케일이 작아 펌프로 전달되는 압력 변동에 의한 성능 변화는 적을 것으로 예상되었다.

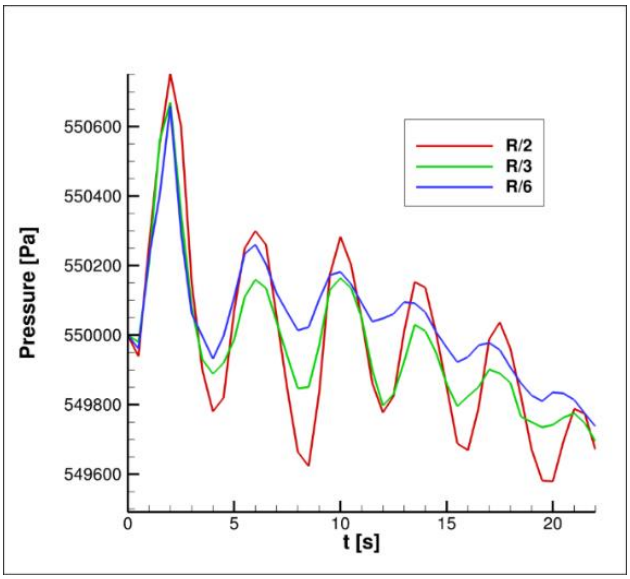


그림 4.14 배출관에서 슬로싱에 의한 압력 변동

제 6 장

결론

발사체의 재점화 과정 중 추진제 탱크 내부에서 발생하는 슬로싱이 배출 유동에 미치는 영향에 대한 연구를 수행하였다. 슬로싱 움직임에 대한 변수인 탱크 내 상경계면의 초기 위치와 추력 가속도를 연구 파라미터로 설정하였고, 재점화 과정에서 발생할 수 있는 환경을 고려해 연구 조건을 설정하였다.

전산 해석을 통한 연구 결과 발사체 배출 과정에서 발생할 수 있는 증기상 흡입 현상은 추력 크기가 작을수록, 상경계면 높이가 낮을수록 쉽게 발생하였다. Dip 이 발생하는 조건에서 상경계면이 낮아질 경우 상경계면과 배출관 입구의 압력 구배 간 거리가 줄어들어 dip 성장이 더 잘 일어났다. 따라서 이 경우 슬로싱은 상경계면을 주기적으로 낮아지게 하는 효과를 주기 때문에 증기 흡입 시간이 짧아지고, 가용 산화제 잔량이 줄어드는 결과를 보였다.

재점화 과정에서 상경계면의 초기 기울기로 인해 발생하는 슬로싱이 배출관 내 유동 및 배출관과 연결된 터보 펌프 성능에 영향을 줄 수 있는지 분석하였다. 슬로싱에 의해 배출관 내부에서는 단면의 반지름

방향 속도와 출구 압력 변동이 관찰되었다. 속도 변동의 경우 불균일한 단면 속도 분포로 인해 펌프 수두/토크 성능 악화와 펌프 축에 대한 횡방향 힘이 가중되는 영향이 유효하게 발생할 것으로 예상되었다. 또한 압력 변동의 경우 펌프 가동에 의해 발생하는 압력 진동의 스케일과 비교하였을 때 슬로싱에 의한 압력 변동의 스케일이 작기 때문에 펌프 성능에 슬로싱이 직접적으로 영향을 미치지는 못할 것으로 분석되었다.

본 연구가 갖는 한계점은 다음과 같다. 본 연구는 상경계면의 기울기, 추력 가속도에 대해 파라메트릭 연구를 수행했기 때문에 고정된 유량, 추력 가속도 조건에서 해석이 이루어졌다. 하지만 실제 발사체의 경우 이러한 조건들이 연속적으로 변화하며 위의 물리 현상이 발생한다. 따라서 보다 현실적인 분석을 위해 실제 재점화 임무를 가진 발사체에 대한 연속적인 해석이 추후 연구에서 필요할 것이다.

또한 본 연구에서는 스폰지와 같은 추진제 관리 장치가 없는 단순화된 현상에 대해 경향성을 파악하는 연구를 수행하였다. 따라서 향후 연구에서는 추진제 관리 장치를 포함한 연구가 가능하고, 본 연구 결과를 이용해 임무 별로 발생하는 슬로싱 강도에 따른 추진제 관리 장치 설계에 반영할 수 있을 것으로 생각된다.

참고문헌

[1] Lubin, B. T., & Springer, G. S. (1967). The formation of a dip on the surface of a liquid draining from a tank. *Journal of Fluid Mechanics*, *29*(2), 385-390.

[2] Abdalla, K. L., & Berenyi, S. G. (1970). Vapor ingestion phenomenon in hemispherically bottomed tanks in normal gravity and in weightlessness.

[3] Abdalla, K. L., & Berenyi, S. G. (1969). The liquid-vapor interface during outflow in weightlessness.

[4] Ajith Kumar, R., Nair, R. R., Prabhu, M., & Srikrishnan, A. R. (2017). Vortex formation during draining from cylindrical tanks: effect of drain port eccentricity. *Journal of Aerospace Engineering*, 30(5), 06017001.

[5] Agarwal, D., Basu, P., Tharakan, T. J., & Salih, A. (2014). Prediction of gas-core vortices during draining of liquid propellants from tanks. *Aerospace Science and Technology*, 32(1), 60-65.

[6] Himeno, T., Watanabe, T., & Konno, A. (1999). Numerical analysis of two-phase flow behavior in a liquid propellant tank. In *35th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 2177.

[7] Baud, K. W., Berns, J. A., Ruedele, R. W., & Szabo Jr, S. V.

(1968). Successful restart of a cryogenic upper-stage vehicle after coasting in earth orbit.

[8] Berns, J. A., Brun, R. J., Lacovic, R. F., Stofan, A. J., Szabo Jr, S. V., & Yeh, F. C. (1968). Management of cryogenic propellants in a full scale orbiting space vehicle.

[9] Lacovic, R. F. (1977). Thermodynamic data report for the Titan/Centaur TC-5 extended mission.

[10] Grayson, G. D. (1995). Coupled thermodynamic-fluid-dynamic solution for a liquid-hydrogen tank. *Journal of Spacecraft and Rockets*, *32*(5), 918-921.

[11] Yang, H. Q. (2017). A computational fluid dynamics study of swirling flow reduction by using anti-vortex baffle. In *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 1707.

[12] Brackbill, J. U., Douglas B. Kothe, and Charles Zemach. (1992). A continuum method for modeling surface tension. *Journal of computational physics* 100(2), 335-354.

[13] Merkle, C. L., Feng, J. Z., and Buelow, P. E. O. (1998). Computational modeling of the dynamics of sheet cavitation. In *3rd International Symposium on Cavitation, (Grenoble, France)*

[14] NIST, NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties Database (REFPROP): Version 8.0.

http://www.nist.gov/srd/nist23.cfm.

[15] Kim, H., Kim, H., & Kim, C. (2018). Computations of homogeneous multiphase real fluid flows at all speeds. *AIAA journal*, 56(7), 2623-2634

[16] Yoon, S. H., Kim, C., & Kim, K. H. (2008). Multi-dimensional limiting process for three-dimensional flow physics analyses. *Journal of Computational Physics*, 227(12), 6001-6043.

[17] Menter, F. R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, 32(8), 1598-1605.

[18] Park, I. S., & Sohn, C. H. (2011). Experimental and numerical study on air cores for cylindrical tank draining. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, *38*(8), 1044-1049.

[19] 노웅래, 조상범, 선병찬, … & 박태학. (2012). 나로호 후속 한국형발사체 임무 및 시스템 설계 현황. *한국항공우주학회 학술발표회 초록집*, 233-239.

[20] 최상호, & 김인선. (2013). 발사체 비행중 3단 산화제 온도 예측. *한국추진공학회 학술대회논문집*, 777-783.

[21] 김승한, 정용갑, 조남경, ... & 한영민. (2015). 한국형발사체 3단용 7 톤 엔진 시동/점화 시험. *한국항공우주학회 학술발표회 초록집*, 1949-1952.

[22] Abramson, H. N. (1966). The dynamic behavior of liquid in moving containers, with applications to space vehicle technology.

[23] Van Esch, B. P. M. (2009). Performance and radial loading of a mixed-flow pump under non-uniform suction flow. *Journal of Fluids Engineering*, 131(5), 051101.

[24] Yun, L., Dezhong, W., Junlian, Y., Yaoyu, H., & Hongjuan, R. (2007). Numerical investigation on the unsteady characteristics of reactor coolant pumps with non-uniform inflow. *Nuclear Engineering and Design*, 32, 65-76

Abstract

Numerical study on the effect of sloshing in liquid rocket tanks on propellant discharge

Kwoonhwi Seo

Department of Mechanical and Aerospace Engineering

The Graduate School

Seoul National University

The present study was conducted to investigate the effect of sloshing in the propellant tank on the discharge flow during re-ignition of the space vehicle. The initial position of phase interface in the tank, which is variable for sloshing motion, and thrust acceleration were set as the parameter for this study. A parametric study was performed considering the condition that may occur during re-ignition.

The results of computational analysis were analyzed in terms of phase interface for, vapor ingestion phenomenon, and velocity/pressure fluctuations in the discharge pipe. The vapor ingestion, which can develop during the propellant discharge, occur easily with smaller thrust and lower boundary surface height. When dip occur at the face interface, sloshing had the effect of lowering the phase interface periodically, resulting in a shorter vapor ingestion time and less usable residual propellant.

The velocity fluctuations in the discharge pipe cross section due to sloshing were expected to generate a pump head/torque performance and a lateral force on the pump shaft meaningfully. In addition, in the case of pressure fluctuations, sloshing did not directly affect pump performance because the scale of pressure fluctuations due to sloshing is small compared to the scale of one caused by pump operation.

Keywords: Sloshing, Propellant discharge, Computational fluid dynamics, Vapor suction, Space vehicle, Restart rocket

Student Number: 2017-23775