



저작자표시 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.
- 이차적 저작물을 작성할 수 있습니다.
- 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.

- 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](#) 

단면
가시화를
이용한
물-공기
이상수직
상향유동
영역
관별

張榮俊

二〇一三

碩士學位論文

단면 가시화를 이용한 물-공기
이상 수직 상향유동 영역판별

濟州大學校 大學院

에너지 工學科

張 榮 俊

2013年 2月

단면 가시화를 이용한 물-공기
이상 수직 상향유동 영역판별

指導教授 金 信

張 榮 俊

이 論文을 工學 碩士學位 論文으로 提出함

2012年 12月

張榮俊의 工學 碩士學位 論文을 認准함

審査委員長 朴 在 雨 印

委 員 金 信 印

委 員 鄭 釩 津 印

濟州大學校 大學院

2012年 12月

Air–Water Two–Phase Vertical Upward Flow Regime Identification with Cross–sectional Visualization

Yeong Jun Jang
(Supervised by professor Sin Kim)

A thesis submitted in partial fulfillment of the requirement
for the degree of Master of Engineering

2012. 12.

This thesis has been examined and approved.

.....
Thesis director, Sin Kim, Prof. of Nuclear and Energy Engineering

.....
.....
.....
(Name and Signature)

.....
Date

Department of Nuclear & Energy Engineering
GRADUATE SCHOOL
JEJU NATIONAL UNIVERSITY

목 차

LIST OF FIGURES	iii
SUMMARY	v
요 약	vi
I. 서 론	1
II. 이론적 배경	3
1. Taitel 모델	3
2. Mishima 모델	21
III. 수직 유로 실험	33
1. 실험 장치	33
1) 수직 실험관	33
2) 고속 카메라	35
3) Wire-mesh Sensor	36
2. 실험 결과	37

1) 실험 조건	37
2) 실험 결과	38
IV. 결 론	45
참 고 문 헌	47

LIST OF FIGURES

Fig. 1. 수직관에서 유동 양식	3
Fig. 2. 물-공기, 내경 5.0 cm인 수직관에서 유동 양식, Tiatel 모델	11
Fig. 3. 물-공기, 내경 3.0 cm인 수직관에서 유동 양식 선도, Tiatel 모델	14
Fig. 4. 슬러그류 기하구조	16
Fig. 5. Mishima 모델 기반 유동양식선도	28
Fig. 6. 기포류에서 슬러그류로의 천이 비교	28
Fig. 7. 슬러그류에서 천류로의 천이 비교	29
Fig. 8. 천류에서 환상류로의 천이 비교	30
Fig. 9. Govier and Aziz (1972) 모델과 Mishima 모델 비교	30
Fig. 10. Duckler and Taitel (1977) 모델과 Mishima 모델 비교	31
Fig. 11. Taitel et al. (1980) 모델과 Mishima 모델 비교	32
Fig. 12. 수직관 실험 시설	33
Fig. 13. 수직관 테스트 섹션	34
Fig. 14. 고속카메라	35
Fig. 15. WMS와 고속 카메라를 적용한 수직관	36
Fig. 16. Taitel 모델과 Mishima 모델과 실험 영역	37
Fig. 17. 액체와 기체의 걸보기 속도가 각각 4.0 m/s, 0.1 m/s이고 고속 카메라 결과 (a), WMS 결과 (b)	38
Fig. 18. 액체와 기체의 걸보기 속도가 각각 0.1 m/s, 0.1 m/s, 고속 카메라 결과 (a), WMS 결과 (b)	39

Fig. 19. 액체와 기체의 걸보기 속도가 각각 0.1 m/s, 2 m/s, 고속 카메라 결과 (a), WMS 결과 (b)	40
Fig. 20. 파형에 대한 WMS 단면 이미지	41
Fig. 21. 액막에서의 표면 파형 정의	42
Fig. 22. 액체와 기체의 걸보기 속도가 각각 0.1 m/s, 14.8 m/s, 고속 카메라 결과 (a), WMS 결과 (b)	42
Fig. 23. 실험 결과를 바탕으로 만든 내경 3.0 cm 수직관 유동양식선도	43
Fig. 24. 현 모델과 Taitel 모델과의 비교	44
Fig. 24. 현 모델과 Mishima 모델과의 비교	44

Nomenclature

a	입자의 수평방향 직경
b	입자의 수직방향 직경
C_d	항력 계수
d	등가 지름
f	벽 마찰 인자(wall friction factor)
h	슬러그 기포의 앞부분(nose)의 거리
l_E	파이프의 입구 길이
l_L	안정한 액체 슬러그가 되기 이전의 슬러그의 길이
Q	총 용적유량
U_{fsb}	슬러그 기포 영역 내 종단 막 속도(terminal film velocity)
U	속도
U_r	기포 상대 속도
U_S	겉보기 속도

Greek Symbols

α	기공률
α_T	전체 용적 유량에서의 기공률
α_{sb}	종단 막 속도에 상응하는 기공률
β	액체 슬러그의 붕괴율
ϵ	난류 관 유동에 대한 단위 질량당 에너지 소산
ρ_l	연속 매질의 밀도
ρ_M	혼합물 밀도

Subscripts

C	관 중앙
E	파이프의 입구
f	파이프 벽 내부를 따라 흐르는 액막
fsb	액체 슬러그의 붕괴율
G	기체 상
L	액체 상
M	혼합물
x	선형 테일러 기포의 끝에서부터 시작하는 축 방향 위치

요 약

이상 유동은 원자력 발전소 내 노심 그리고 증기 발생기, 석유 수송등과 같은 많은 산업 분야에서 흔히 관찰된다. 두 상의 속도나 성질 등에 차이가 있는 경우 유로의 형상에 따라 다양한 유동 구조가 형성되는데, 빈번히 관찰되는 대표적인 유동 구조를 유동 양식(flow pattern) 또는 유동 영역(flow regime)이라 한다. 유동 영역의 판별은 시스템 설계 및 안전 해석에 있어 중요하기 때문에 많은 이론 및 실험 연구들이 수행되었다. 본 연구는 30 mm의 내경을 갖는 수직관 수직 상향류의 유동 양식을 판별하여 적합한 유동 양식 선도를 작성하고자 한다. 이를 위해, 이론적 배경을 연구하고 실험 설비를 이용한 실험을 수행하였다. 이론적 배경으로는 기존의 유동 양식 선도를 제안한 문헌인 Taitel과 Mishima의 유동 영역 선도를 이용하였다. 실험에서는 축 방향 가시화를 위해 고속 카메라를 사용하였고, 단면 방향을 가시화를 위해 Wire-mesh sensor를 이용하였다. 실험 결과는 이론 모델과 천이 경계 근처에서 약간의 불일치에도 불구하고, 전반적으로 잘 일치함을 알 수 있다.

SUMMARY

Two-phase flow is often observed in various engineering fields such as the core and the steam generator of the nuclear power plant, petroleum transport. In the case that there are differences in velocities and properties of two phases, various flow structures occur according to channel configurations. The flow structures which are frequently observed are called flow patterns or flow regimes. Since the flow regime identification has very important roles in system designs and safety analyses, a number of theoretical and experimental researches have been performed. This study has been motivated to draw an appropriate flow regime map by identifying flow patterns in a vertical upward pipe with 30 mm. For this, theoretical backgrounds have been studied and experiments have been performed. As theoretical backgrounds, flow regime models by Taitel et al. and by Mishima and Ishii have been adopted. In experiments, a high-speed camera and a wire-mesh sensor have been employed for axial and cross-sectional visualizations, respectively. On the whole, experimental observations well match theoretical models despite some mismatches near the transition boundaries.

I. 서 론

이상 유동은 원자력 발전소 내 노심 그리고 증기 발생기, 석유 수송등과 같은 많은 산업 분야에서 흔히 관찰된다. 두 상의 속도나 성질 등에 차이가 있는 경우 유로의 형상이나 기하학적 구조에 따라 다양한 유동 구조가 형성되는데, 빈번히 관찰되는 대표적인 유동 구조를 유동 양식(flow pattern) 또는 유동 영역(flow regime)이라 한다. 이상 유동에 대한 보존 방정식을 풀기 위해 부가적으로 필요한 두 상간의 질량, 운동량 및 에너지 교환율에 대한 구성 관계식들은 유동 영역에 크게 의존하므로, 시스템 설계 및 안전 해석에 앞서 유동 영역은 사전 정보로 주어져야 한다. 유동 영역 판별에 대한 중요성으로 인해 많은 이론 및 실험 연구들이 수행되었다.

수평관의 경우, 질량 유속을 변수로 사용한 Baker의 선도가 있다[Baker, O., 1954]. Mandhane은 약 6000여 번의 실험을 통해 유동 양식 선도를 제안하였다[Mandhane, J.M., 등 1974]. 수직관의 경우, 기-액의 운동량 속을 변수로 취한 Hewitt과 Roberts의 선도가 대표적이다[Hewitt, G. F.와 Roberts, D. N., 1969]. 유동 양식 천이에 대한 물리적 해석을 통해 선도를 제시한 Taitel과 Duckler 또한 대표적 유동 양식 선도이다[Taitel, Y.,와 Duckler, A. E., 1976]. Barnea는 실험을 통하여 Taitel과 Duckler 모델의 물리적 해석을 증명하였다[Barnea, D. et al., 1980]. 또, Taitel은 이론을 이용하여 유동 양식 선도를 제안하였다[Taitel, Y. 등, 1980]. 그리고 Mishima와 Ishii는 드리프트-플럭스 모델을 이용하여 유동 양식 선도를 제안하기도 하였다[Mishima, K.와 Ishii, M., 1984].

본 연구에서는 30 mm의 내경을 갖는 수직관 수직 상향류의 유동 양식을 판별하여 적합한 유동 양식 선도를 작성하고자 한다. 이를 위해, 이론적 배경을 연구하고 실험 설비를 이용한 실험을 수행하였다. 이론적 배경으로는 기존의 유동 양식 선도를 제안한 문헌인 Taitel과 Mishima의 유동 영역 선도를 이용하였다[Taitel, Y. 등, 1980; Mishima, K.와 Ishii, M., 1984]. 실험에서는 축 방향 가시화

를 위해 고속 카메라를 사용하였고, 단면 방향을 가시화를 위해 Wire-mesh sensor를 이용하였다. 축 방향 및 내부의 단면 방향에 대한 가시화는 양 방향에 대한 가시화를 통하여 실험 기기에 적합한 신뢰도 높은 유동 양식 선도를 제안하고자 함에 있다.

II. 이론적 배경

1. Taitel 모델 [Taitel, Y. 등, 1980]

Figure 1은 직경 5cm 수직관에 대한 저압, 물-공기 흐름에서의 유동의 예측 패턴을 나타낸다. 목적은 각 천이에 대한 물리적인 기본 메카니즘에 대한 제안에 있다.

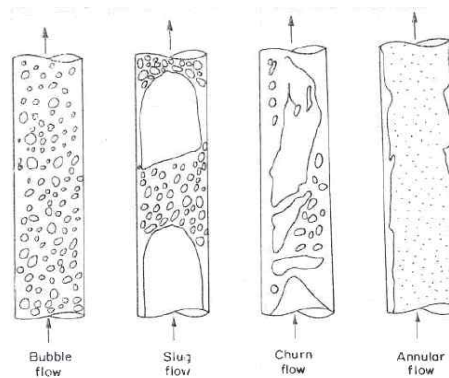


Fig. 6 수직관에서 유동 양식

유동에 대한 설명

저자들은 Hewitt과 Hall-Taylor가 제안한 상향류에 대한 기본 4가지 패턴을 따르기로 했다[Hewitt, G. F.와 Hall-Taylor, N, S., 1970].

1. 기포류: 기체상은 연속한 액체상 내 작은 기포의 형태로 거의 균일하게 분포한다.
2. 슬러그류: 파이프의 직경을 갖는 큰 총알 형태의 기포들을 갖는다. 총알 형태의 기포들은 균일하게 위쪽을 향하고 테일러 기포들이 나타난다. 테일러 기포는 파이프 내에서 형성되고 액체 슬러그에 의해 분리된다. 테일러 기포와 파이프 벽사이의 액체는 얇은 필름의 형태로 아래쪽을 향한다.

3. 천류: 천류는 슬러그류와 비슷하다. 그러나 천류는 기체의 관입에 의해 생긴 거품으로 인해 내부의 형태가 어수선하여 슬러그류에 비해 더 많이 혼란스러운 상태이다. 총알 모양 테일러 기포는 폭이 좁아지고 형태가 깨지게 된다. 연속하는 두 테일러 기포 사이의 슬러그 내 액체의 연속성은 슬러그 내의 높은 국부 기체 농도에 의해 반복적으로 파괴된다.
4. 환상류: 파이프 중심을 따라 흐르는 기체의 연속성에 의하여 판별한다. 액체상은 파형 액막과 같이 부분적으로 위쪽으로 이동하고 특히 물방울들이 기체 코어로 침투한다.

기존 유동 양식 선도

기존 발표된 선도는 기본적으로 2가지 형태의 좌표를 가지고 있다.

- a. 차원 좌표: 이론적 근거가 없다. 실험 자료만을 가지고 선도를 그렸다.
- b. 무 차원 좌표: 이론적인 근거를 가지고 실험을 통하여 선도를 그렸다.

천이 메카니즘

- 기포류로부터 슬러그류로의 천이

기포류로부터 슬러그류로의 천이 메카니즘은 파이프 내 분산된 기포들의 밀도가 높아지게 되고 밀도가 높아진 기포들은 결합하게 된다. 따라서 결합의 결과인 테일러 기포들을 형성하게 된다. 반대로, 슬러그류에서 기포류로의 천이는 액체 유량률이 증가하게 되면 난류 파동(turbulent fluctuation)이 발생하게 되고 이 난류 파동은 테일러 기포의 붕괴를 야기하게 된다. 그렇게 되면 슬러그류로의 천이는 더 이상 발생하지 않고, 기포류만이 존재하게 된다.

만약, 기체 유량률이 낮고 기포의 크기가 임계 크기(low pressure, air-water 0.15 cm)보다 작다면 기포는 직선 운동을 보일 것이다. 기포의 크기가 임계 크기

이상의 크기라면 지그-재그 방향과 같이 임의의 방향으로 운동하게 될 것이고 무작위하게 결합하게 된다. 하지만, 기체 유량률이 높고 액체 유량률이 낮을 때 라면 기포의 밀도는 높아지게 될 것이다. 이 높아진 기포의 밀도는 기포가 쉽사리 결합을 할 수 있도록 유도하게 된다. 따라서 슬러그류로의 천이가 진행된다. 실험적으로 기포류에서 슬러그류로의 천이는 기공률이 0.2~0.3일 때 발생한다고 한다. 그러므로 일반적으로는 기공률이 0.25일 때 천이가 발생한다고 가정한다. 하지만 Semi-theoretical 접근법을 이용하기 위해 최대 기공률을 0.3으로 제안하였다. 기본적인 기포류에서 슬러그류로의 천이 예측 방법은 Griffith와 Wallis와 유사하다[Griffith, P.와 Wallis, J. D., 1960].

$$U_G = \frac{U_{GS}}{\alpha} \quad (1)$$

U_G , U_{GS} , α 는 각각 기체 상승 속도, 기체 걸보기 속도, 기공률이다.

$$U_L = \frac{U_{LS}}{1-\alpha} \quad (2)$$

$$U_{LS} = U_{GS} \frac{1-\alpha}{\alpha} - (1-\alpha)U_0 \quad (3)$$

U_L , U_{LS} 은 각각 액체의 속도 및 액체 걸보기 속도이다. 여기서, $U_0 = U_G - U_L$ 유체 입자의 경우, 항력 계수는 입자의 형태에 의존한다. 항력 계수를 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$C = \frac{F}{\frac{1}{2} \rho_l u^2 A_b} \quad (4)$$

ρ_l 는 연속 매질의 밀도, $A_b = a^2\pi/4$, a 는 입자의 수평 직경이다. 등가 지름을 이용하여 새로운 항력 계수를 정의하면, 식 (5)과 같다.

$$C^\circ = \frac{F}{\frac{1}{2} \rho_s u^2 \frac{d^2\pi}{4}} \quad (5)$$

여기서, d 는 등가 지름이다. 만약, β 를 다음과 같이 정의하면,

$$\beta = \sqrt{\frac{A_b}{\frac{d^2\pi}{4}}} \quad (6)$$

두 항력 계수의 상관관계는 다음과 같다.

$$C^\circ = \beta^2 C \quad (7)$$

여기서, 다음의 두 형태의 입자를 고려해보자.

- 회전 타원체(Oblate Spheroid)

회전 타원체의 부피에 관한 식은 다음과 같다.

$$V = \frac{1}{6}\pi a^6 b \quad (8)$$

a , b 는 각각 입자의 수평방향과 수직방향에 대한 직경을 의미한다. 식 (8)을 등가 지름을 이용하여 정리하면 다음을 얻을 수 있다.

$$d = \sqrt[3]{\frac{6V}{\pi}} = \sqrt[3]{a^6 b} \text{ or } d = (a^6 b)^{1/3} \quad (9)$$

식 (6)에 식 (9)를 대입하면, 식 (10)과 같다.

$$\beta = \frac{a}{(a^6 b)^{1/3}} = \left(\frac{a}{b}\right)^{1/3} \quad (10)$$

- 구면 캡(Spherical Cap)

$$V = \frac{1}{6}\pi b(3a^2 + b^2) \quad (11)$$

구면 캡의 부피 식은 $V = \frac{1}{6}\pi b(3a^2 + b^2)$ 이다. 식 (5)의 조건을 참고하면 다음과 같

이 쓸 수 있다.

$$V = \frac{1}{6}\pi b\left(\frac{3}{4}a^2 + b^2\right) \quad (12)$$

따라서 구면 캡의 등가 지름은 식 (13)과 같다.

$$d = \left(\frac{3}{4}a^2b + b^3\right)^{1/3} \quad (13)$$

만약 입자가 종단속도, $F = (d^3\pi/6)\Delta\rho g$ 로 이동한다면, 식 (5)을 통하여 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$u = K\sqrt{\frac{g\Delta\rho d}{\rho_l}} \quad (14)$$

여기서, 식 (8)을 K 에 대입하면 다음과 같다.

$$K = \sqrt{\frac{4}{3C^\circ}}, \quad K = \frac{1}{\beta}\sqrt{\frac{4}{3C}} \quad (15)$$

구형의 경우 $\beta=1$ 이고 무한 매질일 때 $C_{s,\infty}=0.44$ 이고 $K_{s,\infty}=1.74$ 임이 핸드북을 통해 알려져 있다. 식 (14)와 (15)로부터 다음의 상관관계를 얻을 수 있다.

$$\frac{u_\infty}{u_{s,\infty}} = \sqrt{\frac{C_{s,\infty}}{C_{INF}^\circ}} \quad \text{or} \quad \frac{u_\infty}{u_{s,\infty}} = \frac{1}{\beta} \sqrt{\frac{C_{s,\infty}}{C_\infty}} \quad (16)$$

앞서 언급한 것과 같이 난류 유동 영역내의 항력 계수는 오직 입자 형태를 따르기 때문에 β 는 언제나 형태 인자이다. 식 (16)을 간단히 입자의 형태에 관한 함수로 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{u_\infty}{u_{s,\infty}} = \phi_1(shape) \quad (17)$$

또한 입자의 형태는 Eotvos 수라는 무 차원 수를 따르기 때문에 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{u_\infty}{u_{s,\infty}} = \phi_2(E_o) \quad (18)$$

식 (16)에 식 (18)을 대입하면

$$\frac{C_\infty^\circ}{C_{s,\infty}} = \left[\frac{1}{\phi_2(E_o)} \right]^2 = \phi_3(E_o) \quad (19)$$

을 얻을 수 있다.

$$\frac{C_{\infty}^{\circ}}{C_{s,\infty}} = 1.29E_o^{1/2} (E_o < 13) \quad (20)$$

식 (20)은 많은 연구자들이 실험을 통해 얻은 식이다. 식 (20)을 식 (16)에 대입하면 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{u_{\infty}}{u_{s,\infty}} = \frac{0.88}{E_o^{1/4}} \quad (21)$$

여기서 식 (14)를 $u_{s,\infty}$ 에 대입하고 $K_{s,\infty} = 1.74$ 를 이용하면, 다음 식과 같다.

$$U_0 = 1.53 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \quad (22)$$

Harmathy는 비교적 큰 기포의 상승 속도 U_0 는 기포의 크기에 둔감하고 위의 식이라 주장하였다[Harmathy, T. Z., 1960]. 식 (22)는 $E_o < 1$ 인 아주 작은 크기의 기포를 제외한 다른 부분에 있어서 아주 만족할 만한 예측이다. $\alpha = 0.25$ 일 때, 식 (22)을 식 (3)에 대입하면

$$U_{LS} = 3.0U_{GS} - 1.15 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_g)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \quad (23)$$

와 같다.

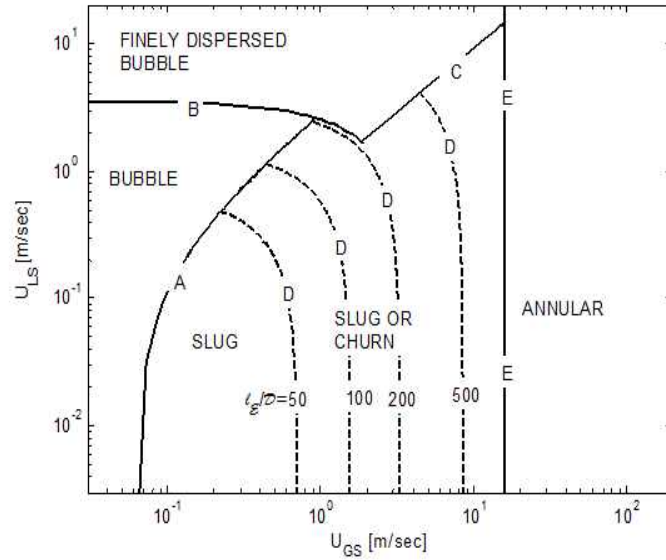


Fig. 7 물-공기, 내경 5.0 cm인 수직관에서 유동 양식, Tiatel 모델

- 분산 기포류(Finely dispersed bubble flow)로부터 슬러그류로의 천이

고 유량이고 난류력(turbulent force)에 의해 $\alpha > 0.25$ 일 때에도 슬러그류로의 천이가 발생하지 않고 기포류를 유지할 수 있다. 이때의 난류력에 의한 비 혼합 유체상의 붕괴 이론은 Hinze가 제안하였다[Hinze. J. O., 1955]. 이 이론은 난류 파동이 야기한 표면장력과 난류력간의 균형으로부터 확산 특성 크기, d_{max} (분산상과 연속상에 의해 물방울과 기포를 구분하였기 때문에 확산이라는 단어를 사용하였다)를 결정하였다.

$$d_{max} = k \left(\frac{\sigma}{\rho_L} \right)^{3/5} (\epsilon)^{-2/5} \quad (24)$$

여기서 ϵ 은 난류 관 유동에 대한 단위 질량당 에너지 소산이고, k 는 상수 값으로써 1.14이다.

$$\epsilon = \left| \frac{dp}{dz} \right| \frac{U_M}{\rho_M} \quad (25)$$

여기서,

$$\frac{dp}{dz} = \frac{2f}{D} \rho_M U_M^2 \quad (26)$$

식 (25)을 식 (24)에 대입하면, 기포의 난류 붕괴를 나타낸다. U_M , ρ_M 은 혼합물 겉보기 속도, 혼합물 밀도이다.

$$f = C \left(\frac{U_M D}{\nu_L} \right)^{-n} \quad (27)$$

C , n 은 각각 0.046, 0.2이다. 하지만 붕괴를 통해 생성된 기포가 변형될 수 있을 정도로 충분히 크고, α 가 0.25에 근접한다면, 기포들의 결합에 의해 슬러그류로의 천이가 발생하게 된다. 하지만, 만약 생성된 기포가 충분히 작은 크기이고 구형을 유지한다면, 난류 붕괴 과정이 발생하게 되어 기포간의 결합을 방지한다. 이때의 임계 기포 크기는 다음과 같다.

$$d_{crit} = \left[\frac{0.4\sigma}{(\rho_L - \rho_g)g} \right]^{1/2} \quad (28)$$

높은 유량률 영역에서는 미끄럼 속도(slip velocity)는 무시할 수 있다. 따라서

$$\alpha = \frac{U_{GS}}{U_{GS} + U_{LS}} \quad (29)$$

임을 알 수 있다. 식 (24)~(29)까지의 식을 모두 정리하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$U_{LS} + U_{GS} = 4.0 \left\{ \frac{D^{0.429} (\sigma/\rho_L)^{0.089}}{\nu_L^{0.072}} \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L} \right]^{0.446} \right\} \quad (30)$$

식 (30)은 B 커브와 C커브를 구분하는 방정식이다. Fig. 2에서 기포류 영역이 두 군데 있다. Fig. 3에서의 I 영역은 변형 가능한 기포가 주를 이루는 기포류(간간히 테일러 기포나 캡 기포를 볼 수 있다)이고 II 영역은 분산 기포류이다.

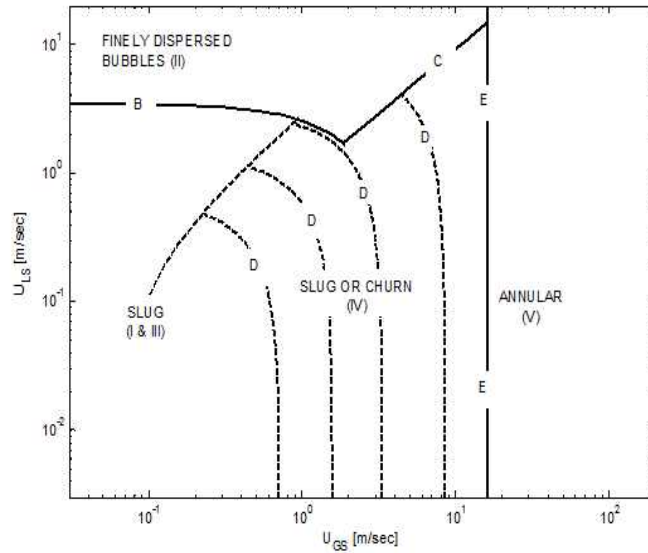


Fig. 8 물-공기, 내경 3.0 cm인 수직관에서 유동 양식 선도, Tiatel 모델

- 슬러그류로부터 천류로의 천이

슬러그류는 기포류로부터 기체의 유량이 증가함으로 발생된다. 슬러그류에 도달한 유동에서 기체 유량이 더욱 더 증가하게 되면 천류로의 천이가 발생하게 된다. 슬러그류의 큰 특징인 테일러 기포는 슬러그류에서는 일정한 속도를 유지하며 이동하지만 천류에서의 테일러 기포는 테일러 기포간의 액체 슬러그가 안정적이지 않아 슬러그류의 그 것보다 작다. 천류로의 천이 메카니즘 세 가지를 간략하게 소개한다.

1. Nicklin과 Davison [Nicklin, D. J.,와 Davison, J. F. 1962]

: 천류로의 천이는 테일러 기포 주변 하강 액막에 관한 기체 속도가 flooding 조건에 접근할 때 발생한다고 제안하였다.

2. Moissis [Moissis, R., 1963]

: 테일러 기포와 연결된 액막의 Helmholtz instability의 결과로 발생된다고 한다. 이 Helmholtz instability criterion을 적용하기 위해 Feldman의

결과를 사용하였지만 결과적으로 잘 맞지는 않았다. Feldman는 Helmholtz instability type analysis를 사용하지 않았기 때문이다.

➤ *Helmholtz instability*

: 두 유체 표면에서 속도 차가 있을 때 발생한다. 이 이론에서는 불안정 (instability)의 시작은 다양한 속도에서 이동하는 밀도 차를 갖는 유체 내에서의 난류유동의 천이를 예측한다.

3. Griffith와 Wallis [Griffith, P.,와 Wallis, G. b., 1961]

: 세 가지 메커니즘 중 유일하게 슬러그류와 환상류에 관련한 논문이다. 슬러그류에서 환상류로의 천이는 기체 유량의 증가로 인해 각 테일러 기포의 길이가 길어짐에 의해 발생한다. 예상한 환상류로의 천이 기체유량은 실험에 의한 결과보다 훨씬 낮았다. 이 메커니즘에서는 슬러그류로부터의 천류로의 천이가 제안되지 않았다.

천류에 대한 가정은 슬러그류의 입구영역 현상이라 한다. 안정한 슬러그류가 일어나기 전 천류로의 천이를 관찰할 수 있는 거리와 같은 입구 길이는 유량률이나 파이프 내경에 의존한다. 안정 슬러그 개발 과정은 다음과 같다. 입구에서 기체와 액체가 작은 액체 슬러그들과 테일러 기포를 형성한다. 이때의 액체 슬러그는 불안정하기 때문에 뒤 따라오는 액체 슬러그와 결합하려 한다. 또한, 액체 슬러그의 뒷 편에 자리한 테일러 기포는 앞선 테일러 기포와 결합한다. 이 과정에서 액체 슬러그는 뒤 따라오는 테일러 기포에 의해 붕괴된다. 이와 같은 과정은 액체 슬러그와 테일러 기포가 안정될 때까지 반복하여 진행된다. 따라서 천류는 일종의 입구현상과 같이 가정할 수 있다. 실험에 사용하는 모든 파이프는 유한한 길이를 갖기 때문에 천류가 지배 모드일 때에 대한 길이의 예측에 유용하다.

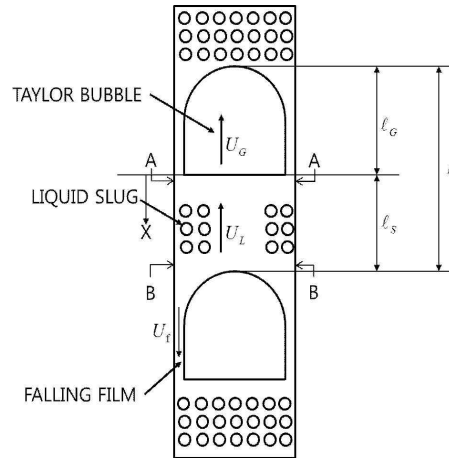


Fig. 9 슬러그류의 기하구조

Figure 4는 슬러그류를 나타내는 일반적인 모델이다. U_G 는 테일러 기포가 상승할 때의 속도, U_L 은 두 테일러 기포사이의 액체 슬러그에 대한 평균 속도, U_f 는 파이프 벽 내부를 따라 흐르는 액막의 속도이다. 슬러그류는 α 이 0.25일 때부터 발달되기 때문에 테일러 기포 사이의 액체 슬러그는 작은 기포들을 포함하고 있다. 테일러 기포의 속도는 다음과 같은 식에 의해 상당히 정확하게 주어진다.

$$U_G = 1.2U_L + 0.35\sqrt{gD} \quad (31)$$

오른쪽 두 번째 항은 정지한 액체에서 큰 기포의 상승 속도이다. 첫 항의 상수 1.2는 완전히 발달한 난류 유동의 증앙에서의 평균속도 비를 나타낸다. 따라서 첫 항은 파이프 증앙에서의 액체 속도이다. 총 용적유량, Q 는 어떤 단면에 대해서도 일정하다.

$$Q = U_M A = U_L A(1 - \alpha_T) + U_G A \alpha_T = (U_{GS} + U_{LS})A \quad (32)$$

α_T 는 전체 용적 유량에서의 기공률이다. 위의 식 (32)를 U_L 에 관해 정리하면 다

음과 같고

$$U_L = \frac{U_M U_G \alpha_T}{1 - \alpha_T} \quad (33)$$

식 (33)을 (31)에 대입하면 다음의 식을 얻을 수 있다.

$$U_G = \frac{1.2 \frac{U_M}{1 - \alpha_T} + 0.35 \sqrt{gD}}{1 + 1.2 \frac{\alpha_T}{1 - \alpha_T}} \quad (34)$$

연속하는 두 테일러 기포를 고려했을 때, 액체 슬러그의 길이가 충분히 길면 안정된 슬러그류라 한다. 이때의 두 테일러 기포의 속도는 일정한 값을 가지므로 같다. 하지만 그렇지 않은 경우, 파이프 내벽을 따라 흐르는 떨어지는 액막의 효과에 대한 질량 보존법칙(mass continuity)을 유지하기 위해 관 중심에서의 속도는 기포의 상승속도와 더불어 가속된다. 직경과 관련한 안정된 액체 슬러그의 길이를 l_s/D 로 나타내는데, 기체와 액체 유량률에 독립적이고, 일정하다. 기존의 문헌에 의한 l_s/D 의 최소 값은 8이다. 실험을 통한 값은 l_s 의 값은 $16D$ 정도로 나타났다. 벽 세트에 의한 효과 또한 고려되어야 한다. 하지만 전체적으로 봤을 때, 벽 세트의 영향을 받는 영역이 너무 작기 때문에 벽 세트에 의한 영향은 유동에 흡수된다. 따라서 무시해도 상관없다. 천류에 대한 입구 길이를 구하기 위해 파이프의 입구 길이 l_E 와 관 중앙에서의 속도 U_C 를 가정한다. x 는 선행 테일러 기포의 끝에서부터 시작하는 축 방향 위치를 나타낸다. β 는 액체 슬러그의 붕괴율을 나타내고, $\beta = \ln 100 = 4.6$ 이다.

$$U_c = U_G e^{-\beta x/l_s} + 1.2 U_L (1 - U_G e^{-\beta x/l_s}) \quad (35)$$

U_{G2} 는 $x=0=U_g$ 이고 U_{G1} 은 $x=l_s=1.2U_L$ 인데 이 두 기포간의 속도 차는 식 (21)과 같이 주어진다. Moissis 와 Griffith의 논문에 따르면 식 (22)이다[Moissis, R.과 Griffith, P., 1962]. 위 식 (21)과 (17)을 이용하면 식 (23)과 같은 형태를 만들어 줄 수 있다. 그 결과 $x/D > 3$ 클 때, Moissis와 Griffith의 식과 결과가 잘 맞는 것을 알 수 있었다[Moissis, R.과 Griffith, P., 1962]. 하지만 3보다 작을 때는 기포간의 거리가 작아 기포가 인접해 있으므로 기포의 결합률이 증가한다. 따라서 $x/D < 3$ 일 때의 결과와는 일치하지 않았다.

테일러 기포는 결합 과정을 반복하면서 안정화되어 이동한다. 안정한 슬러그 길이, L_s/D 가 16이 될 때까지 위의 과정을 반복한다. 여기서 l_L 을 가정하자. l_L 은 안정한 액체 슬러그가 되기 이전의 슬러그의 길이, 즉 $2l_L=l_s$ 이다. 따라서 안정한 액체 슬러그의 길이, $l_s=16D$ 이므로 l_L 은 $8D$ 이다. 이때를 천류영역이라 한다. 식 (21)을 적분하여 시간의 항으로 표현한 것이 식 (24)이고 식 (25)는 식 (24)에 기체 속도 U_G 를 곱한 뒤에 β 와 l_s 에 $16D$ 를 적용하게 되면 식 (25)가 된다. 또한 식 (25)를 U_G 에 대해 정리한 후, 식 (17)에 넣어 정리하면 다음과 같은 식 (26)을 얻을 수 있다. 여기서 churning에 대한 무 차원 입구 길이는 U_M/\sqrt{gD} 한 변수에 의해 의존한다. 이 입구 길이에 대한 부분은 Fig. 2와 3에 곡선 D 와 같다. 직경이 작은 파이프(내경>5cm)에서는 α 가 0.25보다 작을 때도 슬러그류가 관찰이 된다. 그러나 churning 은 α 가 0.25이상일 때 발생하는 것으로 예상된다. 따라서 Fig. 3에서의 점선으로 표시되는 부분이 슬러그와 churning이 일어나는 곡선이다.

- 환상류로의 천이

기체 유량률이 충분히 높다면 환상류로의 천이가 발생한다. 파이프 중심부의 기체 속도가 파이프 내벽으로 분리된 물방울들을 끌어 올릴 수 있을 만큼 충분하면 환상류로의 천이가 발생한다. 따라서 물방울의 항력과 부력에 의한 균형 방정식(balance equation)으로부터 출발한다.

$$\frac{1}{2} C_d (\pi d^2 / 4) \rho_G U_G^2 = (\pi d^3 / 6) g (\rho_L - \rho_G) \quad (36)$$

$$U_G = \frac{2}{\sqrt{3}} \left[\frac{g (\rho_L - \rho_G) d}{\rho_G C_d} \right]^{1/2} \quad (37)$$

Hinze는 최대 안정 물방울 크기를 다음 식으로 찾았다[Hinze. J. O., 1955].

$$d = \frac{K \sigma}{\rho_G U_G^2} \quad (38)$$

여기서 K 는 물방울에 대해 Weber number로 20~30의 값을 갖는다.

식 (37)과 (38)을 이용하면,

$$U_G = \left(\frac{4K}{3C_d} \right)^{1/4} \frac{[\sigma g (\rho_L - \rho_G)]^{1/4}}{\rho_G^{1/2}} \quad (39)$$

여기서 $K=30$ 그리고 $C_d=0.44$ 로 가정한다.

위의 U_G 의 값을 구하여 계산하게 되면, 안정된 환상류의 기체 속도보다 약간 작은 속도 값을 갖게 된다. 따라서 겉보기 속도로 구하게 되면 하지만 천이 경계는 식 (40)과 같다.

$$\frac{U_{GS}\rho_G^{1/2}}{[\sigma g(\rho_L - \rho_G)]^{1/4}} = 3.1 \quad (40)$$

만약 물-공기 이상유동, 25°C, 1기압의 조건이라면 환상류가 발생하는 기체의 속도는 약 15 m/sec가 된다. 식 (40)은 Kutataledze number이다.

2. Mishima 모델 [Mishima, K.,와 Ishii, M., 1984]

천이 메카니즘

- 기포류에서 슬러그류로의 천이

작은 기포가 합쳐져 기포가 커져가는 것은 기포류로부터 슬러그류로의 천이의 주된 요인이 된다. 일단 캡 기포의 형태가 되면, 추가적인 결합은 캡 기포의 후류 영역을 따라 발생하게 된다. 기포류에서 슬러그류로의 천이는 기공률이 약 0.3일 때 발생한다.

$$\alpha = 0.3 \quad (41)$$

- 슬러그류에서 천류로의 천이

슬러그류에서 천류로의 천이는 전체 영역에 대한 평균 기공률이 슬러그 기포 영역의 기공률보다 높을 때 발생한다고 가정하였다. 슬러그류에서 천류로의 천이가 발생하기 전, 슬러그 기포들은 일렬로 배열되고 후행 슬러그 기포의 앞부분은 선행 슬러그 기포의 끝부분에 닿기 시작한다. 앞서 설명한 Fig. 4를 고려해보자. 마찰 압력 강하(friction pressure drop)에 기인한 body acceleration을 고려해보면, 슬러그 기포 근처의 유동장의 베르누이 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\rho_l}{2}(\alpha U_r)^2 = \Delta\rho gh \quad (42)$$

여기서 U_r 은 기포 상대 속도이고 h 는 슬러그 기포의 앞부분(nose)의 거리이다. 슬러그 기포 앞부분(nose)의 길이에 해당하는 국부 기공률은

$$\alpha(h) = \frac{\sqrt{2gh\Delta\rho/\rho_L}}{\sqrt{2gh\Delta\rho/\rho_L + (C_0 - 1)U_S + 0.35\sqrt{\Delta\rho g D/\rho_L}}} \quad (43)$$

위의 식과 같다.

여기서 슬러그 버블 속도에 대한 방정식은 위에서 보여줬던 것과 같다.

$$U_{GS} = C_0 U_S + 0.35 \sqrt{\frac{\Delta\rho g D}{\rho_L}} \quad (44)$$

여기서 U_S 는 걸보기 속도를 뜻한다. 슬러그 기포의 길이를 찾기 위해, Mishima와 Ishii는 슬러그 기포 주변 액막에 대한 힘 평형(force balance) 방정식을 적용하였다. 중력과 벽 마찰(wall friction)을 포함하는 힘은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{f}{2} \rho_L U_{Lsb}^2 \pi D = \frac{2}{3} \Delta\rho g A (1 - \alpha_{sb}) \quad (45)$$

여기서 $U_{f_{sb}}$ 는 슬러그 기포 영역 내 종단 막 속도(terminal film velocity)이고, α_{sb} 는 종단 막 속도에 상응하는 기공률이다. 벽 마찰 인자(wall friction factor) f 는 다음과 같은 형태로 가정한다.

$$f = C_L \left[\frac{(1 - \alpha_{sb}) U_{Lsb} D}{U_L} \right]^{-m} \quad (46)$$

식 (46)을 식 (45)에 대입해서 풀게 되면 U_{Lsb} 는 (식 (45)의 오른쪽 항 $A = \frac{\pi D^2}{4}$)

$$U_{Lsb} = (1 - \alpha_{sb})^{(1+m)/(2-m)} \times \left[3C_l \left(\frac{D}{U_L} \right)^{-m} \frac{\rho_L}{\Delta \rho g D} \right]^{1/(m-2)} \quad (47)$$

이 된다. 벽면 전단에 대한 중력 효과를 고려했기 때문에 여기서는 위의 식을 변형하지는 않는다. 추가로, 식 (46)은 중력이 적용되지 않는 조건 하에 종단 막 속도가 0이 된다고 제안할 수 있다. 실제 아래로 향하는 액막 유동에 가해지는 힘이 없기 때문에 이 가정은 타당하다. 식 (47)은 이상 유동 혼합물에 관한 기본 상관관계를 이용하여 다음과 같은 방정식으로 변환할 수 있다.

$$U_{GS} = C_0 U_S + 0.35 \sqrt{\frac{\Delta \rho g D}{\rho_L}} \quad (48)$$

$$U_{Lsb} = \frac{\alpha_{sb} U_{GS} - U_S}{1 - \alpha_{sb}} \quad (49)$$

결과적으로 위의 식들을 계산하게 되면 다음 식과 같다.

$$\alpha_{sb} = \frac{j + (1 - \alpha_{sb})^{3/(2-m)} [3C_L (D/U_L)^{-m} (\rho_L / \Delta \rho g D)]^{1/(m-2)}}{C_0 U_S + 0.35 \sqrt{(\Delta \rho g D / \rho_L)}} \quad (50)$$

여기서 난류 유동에 대한 $m = 0.2$, $C_L = 0.046$ 으로 가정한다. 실제적인 경우의 해

당하는 난류 유동 모델에 의해 막 거동은 근사될 것이다. 그 때 식 (51)은

$$\alpha_{sb} = \frac{U_S + 3ab(1 - \alpha_{sb})^{1.67}}{C_0 U_S + 0.35b} \quad (51)$$

이다. 여기서,

$$a \equiv \left(\frac{\Delta \rho g D^3}{\rho_L U_L^2} \right)^{1/18} \quad (52)$$

$$b \equiv \sqrt{\left(\frac{\Delta \rho g D}{\rho_L} \right)} \quad (53)$$

다음과 같은 가정을 이용한다면 식 (52)을 풀 수 있다.

$$(1 - \alpha_{sb})^{1.67} \simeq 0.25(1 - \alpha_{sb}) \quad (54)$$

그러므로 식 (55)을 얻을 수 있다.

$$\alpha_{sb} = \frac{U_S + 0.75ab}{C_0 U_S + 0.35b + 0.75ab} \quad (55)$$

슬러그류에서 천류로의 천이는 전체 영역에 대한 평균 기공률이 슬러그 기포 영역의 기공률보다 높을 때 발생한다고 가정하였기 때문에 천이 기준은 다음과 같다.

$$\alpha \geq 1 - 0.813 \left\{ \frac{(C_0 - 1)U_S + 0.35 \sqrt{(\Delta \rho g D / \rho_L)}}{U_S + 0.75 \sqrt{(\Delta \rho g D / \rho_L)} (\Delta \rho g D^3 / \rho_L u_L)} \right\}^{0.75} \quad (56)$$

물과 같이 약한 점성 유체에 대해서는 간단하게 다음과 같이 가정할 수 있다.

즉, $(\Delta \rho g D^3 / \rho_L u_L)^{1/18} \simeq 3$ 이다.

- 천류에서 환상류로의 천이

이 천이에 대한 기준은 이미 두 개의 다른 메카니즘을 가정하여 개발되었다.

(a) 큰 기포를 따라 흐르는 액막 영역에서의 역류,

(b) 관입이나 변형에 의한 큰 물결이나 액체 슬러그의 붕괴.

큰 기포를 따라 흐르는 막 영역에 대해서 첫 번째 메카니즘의 가정은 다음의 환상 드리프트-속도 상관관계(annular drift-velocity correlation)와 같다.

$$U_{GS} = \frac{1 - \alpha}{\alpha + \left[\frac{1 + 75(1 - \alpha)}{\sqrt{\alpha}} \frac{\rho_G}{\rho_L} \right]^{1/2}} \left[U_S + \sqrt{\frac{\Delta \rho g D (1 - \alpha)}{0.015 \rho_L}} \right] \quad (57)$$

여기서,

$$U_{GS} = (1 - \alpha)U_S - U_{LS} \quad (58)$$

$U_{LS} = 0$ 일 때, 액막에서의 역류 조건을 적용하게 되면 다음과 같이 된다.

$$U_{GS} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\rho g D}{\rho_G}\right)} \alpha^{1.25} \left\{ \frac{1 - \alpha}{0.015[1 + 75(1 - \alpha)]} \right\}^{1/2} \quad (59)$$

그러나 천류에서 환상류로의 천이 기준은 다음과 같이 근사될 수 있다.

$$U_{GS} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\rho g D}{\rho_G}\right)} (\alpha - 0.11) \quad (60)$$

여기서 α 는 식 (56)에 주어진 조건을 만족한다. 천류에서 환상류로의 천이에 대한 두 번째 메카니즘은 큰 직경 파이프 내 유동에 더욱 더 적합한 것으로 보인다. 이 경우, 액막 내 액체 거동보다 물결 최고점에 대한 힘의 균형으로 천이를 결정한다.

$$K \equiv \frac{j_g}{\left(\frac{\sigma g \Delta\rho}{\rho_G^2}\right)^{1/4}} = N_{\mu L}^{-0.2} \quad (61)$$

여기서 K 는 Kutateladze number이고 $N_{\mu L}$ 은 다음과 같다.

$$N_{\mu L} = \mu_L / [\rho_L \sigma \sqrt{\sigma / g \Delta \rho}]^{1/2} \quad (62)$$

유동 양식 선도

지금까지의 Mishima 모델에 대한 천이 기준에 의하여 유동 양식 선도를 작성하였다. Fig. 5는 내경 30mm(본래 25.4 mm), 25°C, 상압에서의 유동 양식 선도의 예이다. 선도의 커브 A는 식 (41)에 의해 예측된 기포류에서 슬러그류로의 천이를 나타낸다. 커브의 위치는 물-공기상의 물성에 따라 변한다. 슬러그류로부터 천류의 천이는 식 (56)으로부터 얻을 수 있는 커브 B로 구분 짓는다. 액체와 기체의 속도가 높을 시, 슬러그류는 식 (61)에 상응하는 커브 D에 의해 제한된다. 커브 D보다 기체의 속도가 높을 때, 액체 슬러그는 물방울의 관입에 의해 붕괴된다. 따라서 환상 분무류를 관찰할 수 있을 것이다. 그러나 영역 A에서는 0.3~0.7보다 기공률이 낮다. 천류에서 환상류로의 천이는 식 (60)에 의해 예측된 커브 C일 때 발생한다.

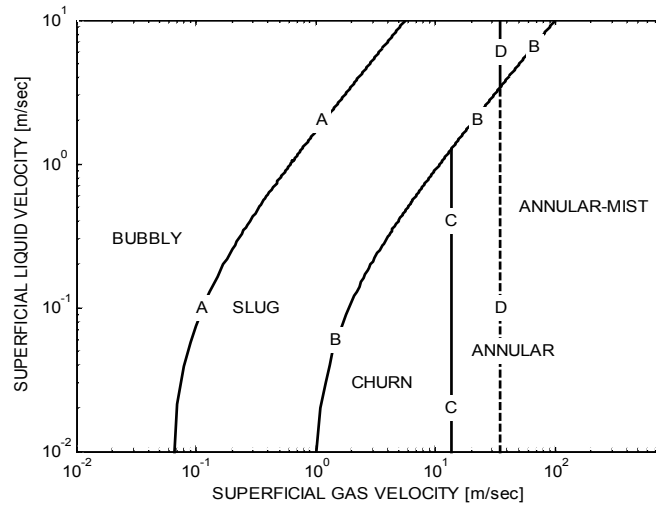


Fig. 10 Mishima 모델 기반 유동양식선도

유동 양식 선도 비교

Figure 6은 내경 25 mm 파이프 내 상압, 물-공기, 25°C에 대한 기포류에서 슬러그류로의 비교를 보여준다. 이 차이는 캡 기포의 포함 여부에 대한 기포류의 정의에 의해 기인한다.

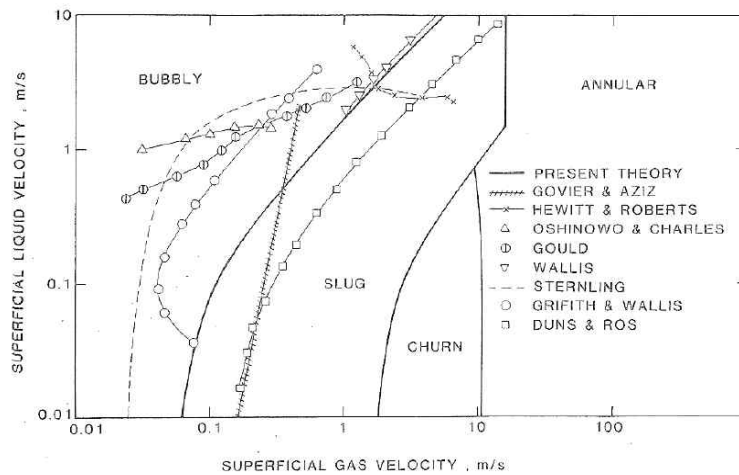


Fig. 11 기포류에서 슬러그류로의 천이 비교

Figure 7은 내경 25 mm 파이프 내 상압, 물-공기, 25°C에 대한 슬러그류에서 천류로의 천이 경계에 대해 나타낸다. Mishima의 모델에서의 곡선과 Govier와 Aziz에 의한 곡선에 대해서는 잘 일치하나 다른 모델과는 상이한 점이 있다. 이 차이는 유량이 높을 때 천류와 슬러그류를 구분의 있어 발생하는 어려움에 기인한 것이다.

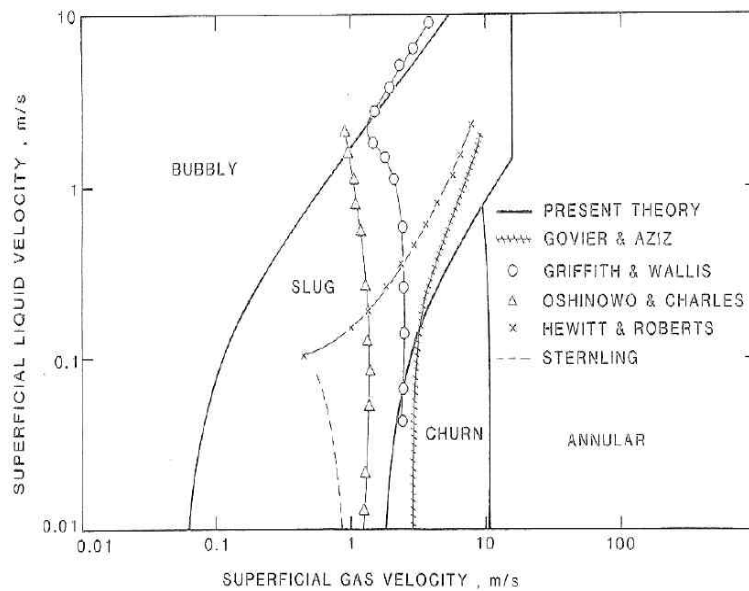


Fig. 12 슬러그류에서 천류로의 천이 비교

천류에서 환상류로의 천이에 대한 커브는 Fig. 8에서 찾을 수 있다. 거의 대다수의 타 이론들과 상당히 잘 일치하는 것을 관찰할 수 있다. Fig. 9는 Govier와 Aziz에 의한 유동 양식 선도와 Mishima 이론에 의한 유동 양식 선도의 비교이다. 전반적으로 타당하게 일치한다. Fig. 10은 Duckler와 Taitel의 유동 양식과의 비교를 보여준다. 결과적으로 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 기본적으로 천이에 대한 정의가 비슷하기 때문에 유동 양식 선도가 비슷한 것으로 나타났다.

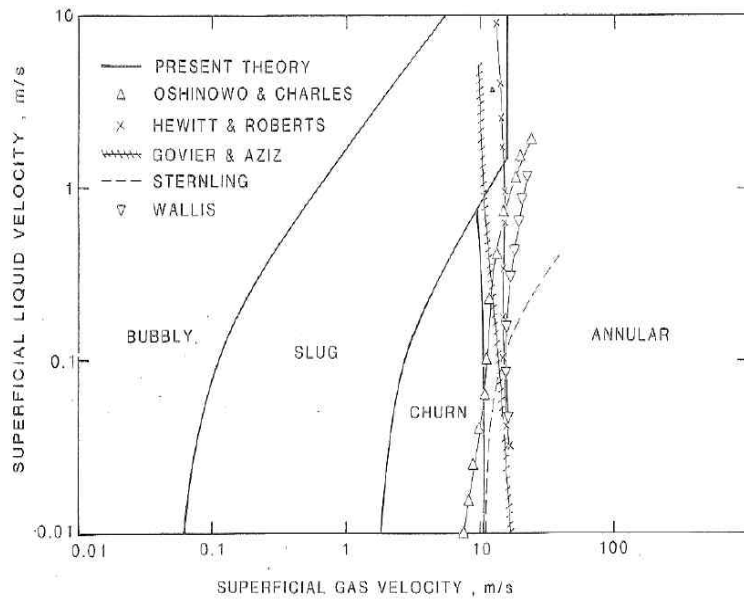


Fig. 13 천류에서 환상류로의 천이 비교

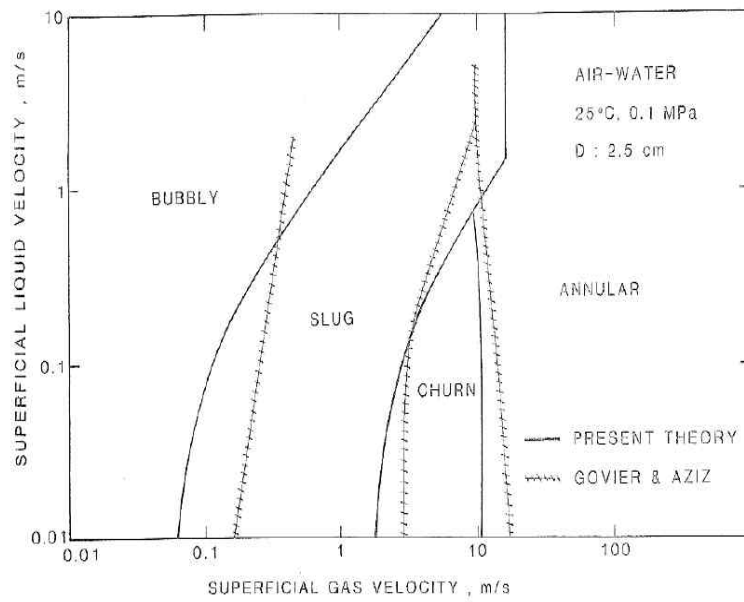


Fig. 14 Govier와 Aziz 모델과 Mishima 모델 비교

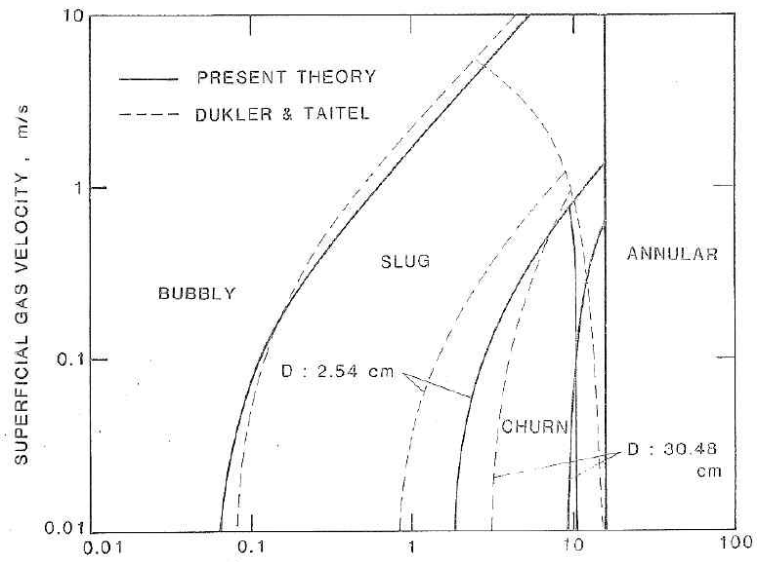


Fig. 15 Duckler와 Taitel 모델과 Mishima 모델 비교

Figure 11은 Taitel의 유동 양식 선도와 Mishima의 유동 양식 선도의 비교이다. 기포류 영역에서 그들은 Mishima 모델에서는 판별하지 않은 커브 B 위쪽의 분산 기포류 영역을 제안하였다. 높은 유량인 슬러그류와 천류의 경계는 큰 차이가 존재한다. 이것은 제안된 슬러그류와 천류의 기본 천이 메커니즘의 차이에 기인한 것이다.

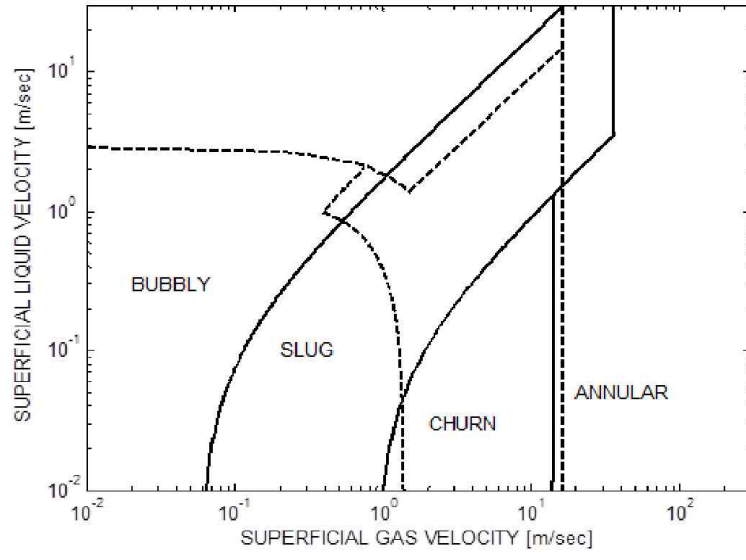


Fig. 16 Taitel 모델과 Mishima 모델 비교

III. 수직 유로 실험

1. 실험 장치

1) 수직 실험관

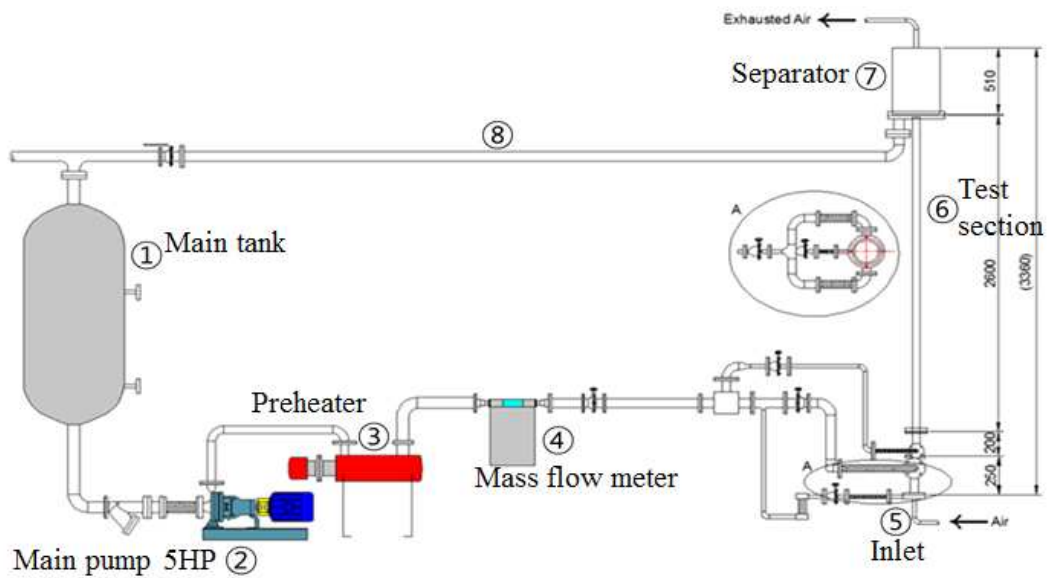


Fig. 17 수직관 실험 시설

Figure 12는 수직 상향류에서의 유동 양식 판별 실험을 수행하기 위한 실험 루프를 보여주고 있다. 위 그림에서와 같이 실험 루프는 7개의 주요 요소들로 구성되었다: (1) 메인 탱크, (2) 5 HP의 메인 펌프, (3) 온도의 변화를 최소화 시켜주기 위한 예열기, (4) 오차 $\pm 0.15\%$ 이고 최대 초당 400 kg까지 측정 가능한 코리올리스 질량 유량계, (5) 기-액 주입구, (6) 실제 현상을 관찰하는 총 길이 3360 mm, 내경 30 mm의 아크릴 테스트 섹션, (7) 기-액 분리기.

주 탱크내의 물은 주 펌프로 향하고 주 펌프는 그 물을 예열기로 향하게 한다. 예열기를 거친 물은 질량 유량계를 거쳐 테스트 섹션 주입구로 향하게 되고, 이 때 액체는 기체와의 혼합물을 형성하게 된다. 공기는 15 HP의 압축기로부터

공급을 받는다. 기-액 혼합물은 테스트 섹션을 따라 상향류로 진행하게 되고, 기-액 분리기에 의해 분리되어 기체는 대기 중으로 유출되고 액체는 다시 주 탱크로 순환된다. Fig. 13은 실제 수직 테스트 섹션의 모습을 보여준다.



Fig. 18 수직관 테스트 섹션

2) 고속 카메라

축 방향 가시화를 위해 고속 카메라를 사용하여 실험을 진행하였다. 여기서 사용한 고속카메라는 일본 Photron 사의 Fastcam SA4 모델로 기본 1024×1024 픽셀의 해상도이고 최대 500,000 fps 속도로 촬영이 가능하다. 만약 500,000 fps를 사용하게 되면, 해상도의 저하가 발생하기 때문에 실제 실험에서는 5000 fps의 속도로 촬영하였다. Fig. 14는 실험에 사용한 실제 고속카메라의 모습이다. 이외에 800W의 할로젠 조명과 Shadow 촬영을 위한 확산판이 사용되었다. 영상 촬영을 하기 위해서는 조명을 카메라가 촬영하는 방향과 동일하게 위치 시켜야 하지만 파이프 표면과 유체 표면에서 난반사가 발생하여 실제 유동을 가시화하는데 있어 어려움이 발생하게 된다. 따라서 고속 카메라 촬영에서 널리 사용되는 Shadow 기법을 이용하여 위와 같은 문제점을 해결하고자 했다. Shadow 기법은 조명을 이용하여 두 유체 경계면의 그림자를 형성시켜 촬영하는 기법이다. Shadow 촬영을 위해 조명, 확산판, 테스트 섹션, 고속카메라 순으로 배치하였다. 이에 대한 배치는 Fig. 15에서 확인 가능하다.



Fig. 19 고속카메라

3) Wire-mesh Sensor



Fig. 20 WMS와 고속 카메라를 적용한 수직관

유동 양식 판별의 정확한 해석을 위해, Wire-mesh sensor(WMS)를 사용하였다. WMS는 16×16 와이어로 구성되었다. 송신부로 사용되는 16개의 와이어 층과 수신부로 사용되는 16개의 와이어 층으로 구성된다. 이 두 층 사이의 거리는 1.1 mm이다. 각 와이어간의 거리는 1.875 mm이고 이는 WMS의 해상도와 같음을 의미한다. WMS는 테스트 섹션의 주입구로부터 2800 mm($L/D \approx 93$) 떨어진 위치에 설치되었다. WMS의 기본적인 작동 원리는 두 상간의 전기 전도도의 차이를 측정하는 것이다. 즉, 전압 펄스를 송신부에 인가하고, 전도체의 부피에 해당하는 전류는 송신기와 수신기 사이의 전압 차로 인해 수신부로 흐른다(물-공기 2상 유동의 경우, 공기는 비전도체이고 물은 전도체이다). 측정된 전류와 전압 차로 주어진 전도체 부피간의 선형적인 관계를 이용하여 액체상의 부피는 측정 데이터로부터 직접적으로 예상할 수 있다[Prasser et al., 1998; 2001; 2002]. 그러므로 기체가 관 중심에 흐르는 환상류의 경우, 환상류의 중심에서는 전류를 측정할 수 없다. 따라서 기체가 지나가는 영역과 액체가 지나가는 영역에 대한 차이(측정 전류)를 바탕으로 내부의 모습을 가시화한다.

2. 실험 결과

1) 실험 조건

유동 양식의 실험 관찰을 위해 고속 카메라는 축 방향의 가시화를 위해 사용되었고, WMS는 단면의 가시화를 위하여 사용하였다. 유동 양식 판별을 위한 실험은 각 상의 겉보기 속도는 액체의 경우 0.1~4.8 m/s이고, 기체는 0.1~20 m/s까지를 이용하였다. 즉, $j_l = 0.1 \sim 4.8$ m/s이고 $j_g = 0.1 \sim 20.0$ m/s이다. Fig. 16의 파란 선 내부는 실제 실험 가능한 영역을 나타내고 있다. 내부의 기호인 \diamond , \circ , \square , ∇ 는 각각 기포류, 슬러그류, 천류, 환상류를 나타내고 있다.

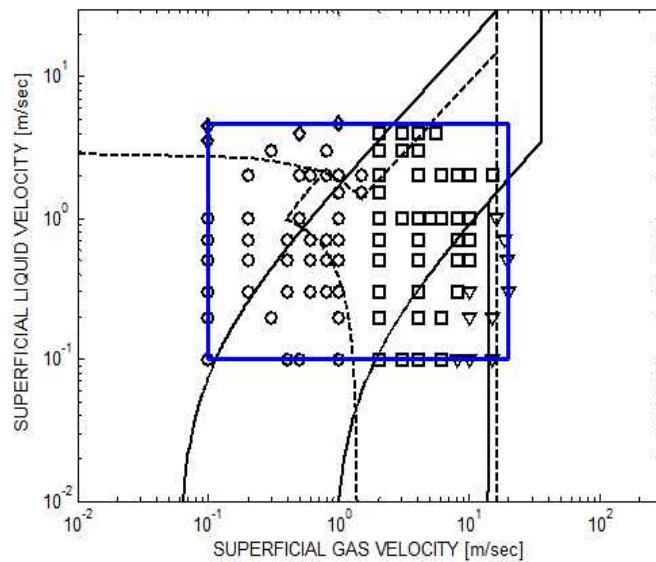


Fig. 21 Taitel 모델과 Mishima 모델과 실험 영역

2) 실험 결과

Figure 17은 고속 카메라와 WMS에 의해 측정된 각 상의 조건이 $j_l = 4.0$ m/s 이고 $j_g = 0.1$ m/s일 때의 기포류에 대한 예이다. Fig. 17(a)에 따르면, 연속적인 액체 매질에 수많은 기포들이 다양한 형태로 존재한다. 또한 이 모습의 단면은 WMS 결과 이미지인 Fig. 17(b)에서도 확인할 수 있다. 이 이미지에서의 기체상과 액체상은 각각 하얀색과 파란색 픽셀로 나타내고 있다.

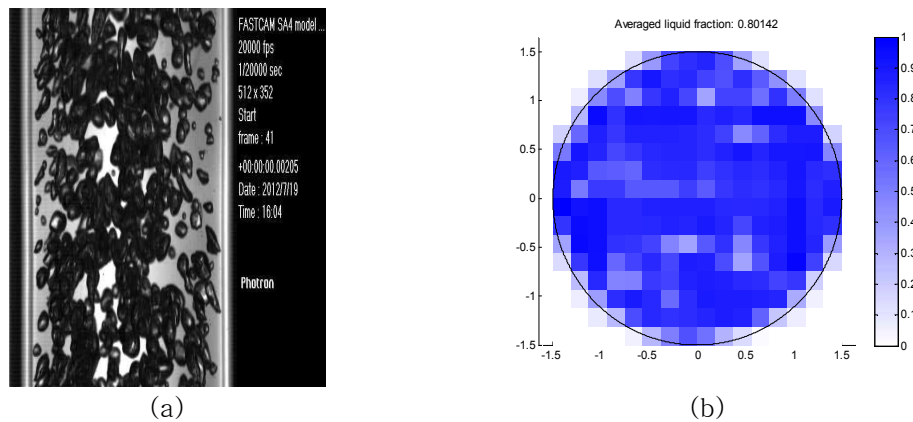
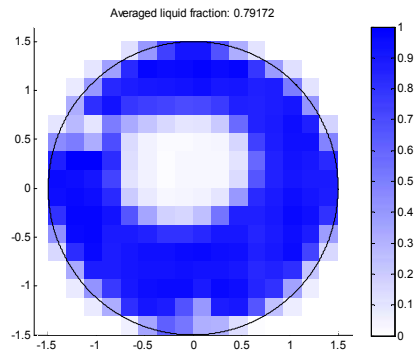


Fig. 17 액체와 기체의 겉보기 속도가 각각 4.0 m/s, 0.1 m/s이고 고속 카메라 결과 (a), WMS 결과 (b)

액체의 겉보기 속도가 감소하게 되면, 액체 유량의 감소로 인해 난류 붕괴 (turbulent breakup)가 감소하게 된다. 즉, 다시 말하면 기포의 결합(coalescence)을 활성화 시키는 주요인이 된다. 결과적으로, 유동 양식은 테일러 기포가 존재하는 슬러그류로 천이하게 된다. 이 상황은 Fig. 18을 통해 알 수 있다. Fig. 18(a)는 고속 카메라를 이용하여 테일러 기포를 촬영한 것이고, Fig. 18(b)는 WMS를 이용하여 이때에 상응하는 테일러 기포의 앞부분(nose)에 대한 이미지이다.



(a)



(b)

Fig. 18 액체와 기체의 겉보기 속도가 각각 0.1 m/s, 0.1 m/s, 고속 카메라 결과 (a), WMS 결과 (b)

기체 유량률이 더욱 더 증가하게 되면, 액막에서는 큰 크기의 파형이 생성되고 파형 두께의 증가로 인해 액막은 불안정하게 된다. 물방울들은 파형에서 분리되어 기체 유동내로 침투한다. 그러므로 전체적인 유동은 혼란스럽게 된다. 이때를 Jayanti, S.와 Hewitt, G. F.이 제안한 “flooding” 조건이라 한다[Jayanti, S.와 Hewitt, G. F., 1992]. flooding은 천류의 가장 주요한 특징 중 하나이다. Fig. 19에서는 flooding 조건을 관찰할 수 있었다. WMS 이미지를 관찰하게 되면 혼란스러운 모습을 볼 수 있기 때문에 우리는 Fig. 19를 천류라고 말할 수 있다. Fig. 19(b)는 그 때의 단면 분포를 나타내고 있다.

고속카메라의 결과를 보게 되면, flooding조건은 기체 겉보기 속도가 2 m/s 이상이 되면 관찰 가능하다. 예를 들어, 만일 액체 겉보기 속도가 0.1 m/s이라면, flooding 조건은 기체 겉보기 속도가 2~6 m/s일 때까지 관찰할 수 있다. flooding 조건이 발생했을 때, 이로 인해 발생한 기포들이 방해물로 작용하여 내부의 테일러 기포 경계를 찾는 것은 매우 어렵다. 하지만 WMS 측정 데이터를 이용한다면 어렵지 않게 구별할 수 있다. WMS 측정 결과를 이용하여 천류를 결정하는데 두 가지 기준으로 결정하였다. 첫 번째로는 내부의 형태가 혼란스러운 모습을 나타낼 때이다. 내부의 혼란스러운 모습은 방해

파형(disturbance wave)에 의해 설명될 수 있다[Hewitt, G. F.와 Hall-Taylor, N. S., 1970]. 방해 파형은 평균 액막 두께의 약 5배 크기를 갖는 파형으로써 천류와 환상류에서 관찰할 수 있다. 여기서 기체 유량률이 더욱 더 증가하게 되면, 내부의 혼란스러웠던 모습은 점차적으로 사라지고 환상류와 유사한 모습을 관찰할 수 있었다. 하지만 이때의 천류와 환상류의 차이점은 기체 코어를 가로막는 파형을 관찰할 수 있다는 점이다. 이는 거대 파형(huge wave)이라는 것으로써, 이 또한 위의 방해 파형과 마찬가지로 천류에서만 관찰할 수 있는 현상이다[Sekoguchi, K.와 Mori, K., 1997].

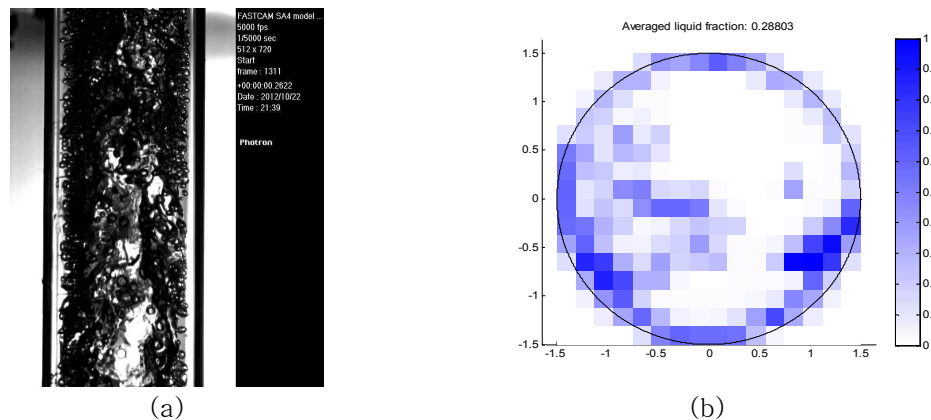


Fig. 19 액체와 기체의 겹보기 속도가 각각 0.1 m/s, 2 m/s, 고속 카메라 결과 (a), WMS 결과 (b)

Fig. 20은 WMS를 이용하여 방해 파형과 거대 파형을 가시화한 이미지이다. Fig. 20(a)는 방해 파형의 모습을 나타내고, Fig. 20(b)는 거대 파형을 나타내고 있다. Fig. 20(a)는 액체와 기체의 겹보기 속도가 각각 0.3 m/s, 2 m/s일 때의 모습이다. 이때는 슬러그류에서 천류로의 천이가 막 이루어진 영역이다. 따라서 이 조건에서는 혼란스러운 모습을 관찰할 수 있고, 또한 테일러 기포의 모습도 관찰할 수 있었다. 하지만 테일러 기포의 경우 형태가 약간은 왜곡된 모습임을 확인할 수 있었다. Fig. 21는 액막에서의 방해 파형의 정의를 보여주고

있다[Tatsuya, H. 등, 2008]. Fig. 20(b)는 액체와 기체의 겉보기 속도는 각각 0.3 m/s, 8 m/s일 때의 모습이다. 이때의 조건은 천류에서 환상류로의 천이되기 바로 직전의 영역이다. 여기서도 방해 파형보다 더 큰 거대 파형이 발생하게 된다. 천류에서 발생하는 거대 파형은 환상류로의 천이 직전이기 때문에, 거대 파형에 대한 이해는 기체의 관입 특성에 있어 매우 중요하다[Wang, K. 등, 2012].

기체 유량률이 더욱 더 증가하게 되면, 파형 액막으로부터 분리된 물방울들은 빠른 기체들에 의해 들어 올려 진다. 약간의 물방울이 기체 코어로 침투하지만 결과적으로, 환상류의 판별 기준이 되는 기체 코어가 생성된다. Fig. 22(a)는 파이프의 벽면 근처에 형성되는 액막과 변형된 기체 코어가 지나가는 것을 보여준다. 이에 상응하는 단면 이미지 또한 Fig. 22(b)에 나타내고 있다. 위의 Fig. 19와 Fig. 22는 천류와 환상류를 나타내는 대표적인 모습으로서, 천류에서 $j_l = 0.1$ m/s 와 $j_g = 2.0$ m/s에서 관찰되는 내부의 혼란스러움이 환상류로의 천이가 진행되면서 점차 진정되는 것을 알 수 있다. 환상류의 경우, 환상류의 가장 기본적인 특징이 기체 코어의 존재 유무이다. 그렇기 때문에 WMS의 결과에서도 기체 코어의 유무를 기준으로 환상류에 대하여 정의하였다.

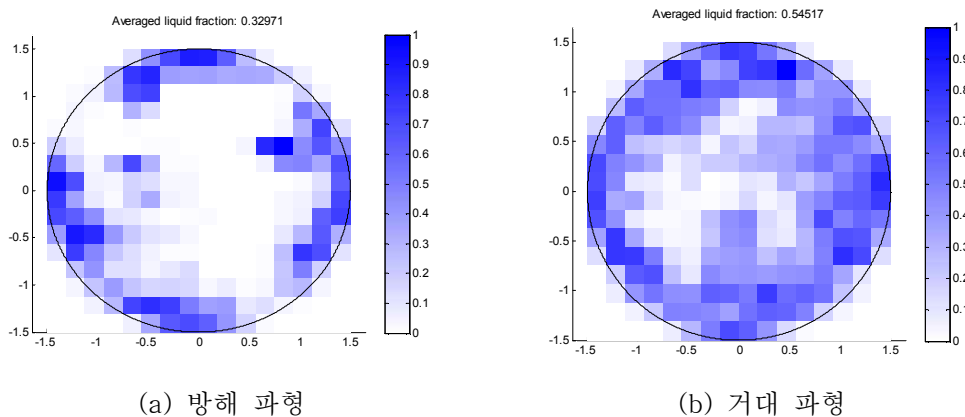


Fig. 20 파형에 대한 WMS 단면 이미지

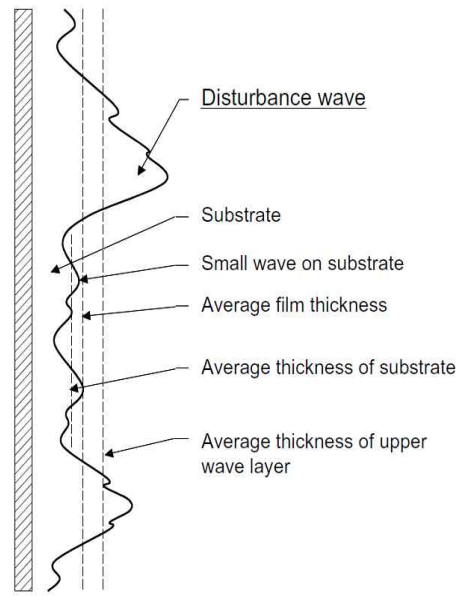


Fig. 21 액막에서의 표면 파형의 정의

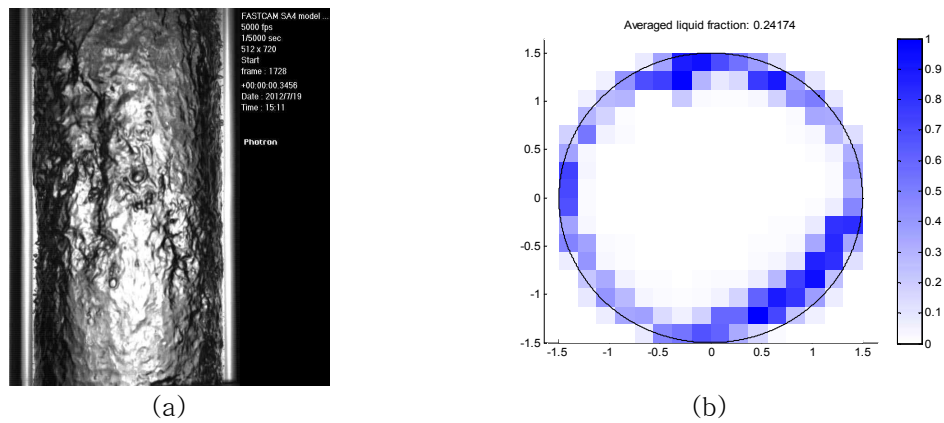


Fig. 22 액체와 기체의 겉보기 속도가 각각 0.1 m/s, 14.8 m/s, 고속 카메라 결과 (a), WMS 결과 (b)

위의 실험 결과를 종합하고 이론적 배경인 Taitel 모델 및 Mishima 모델을 바탕으로 하여 내경 30 mm의 수직관에 적합한 유동 양식 선도를 작성하였다.

양식 영역의 기본적인 구분은 슬러그류와 기포류와 같은 상대적으로 저 유량에서는 고속 카메라에 의한 판별을 하였다. 하지만 슬러그류와 천류, 천류와 환상류의 경우와 같이 고 유량의 경우, 내부 단면의 특징을 정확히 분석하여 유동 영역을 판별하기 위해 WMS를 이용한 측정 결과인 단면 이미지를 이용하여 판별하였다.

Fig. 23은 그동안의 실험 결과와 이론 모델을 바탕으로 새로운 선도를 작성하였다. 내부의 \diamond , \circ , \square , ∇ 는 각각 기포류, 슬러그류, 천류, 환상류를 나타내고 있다.

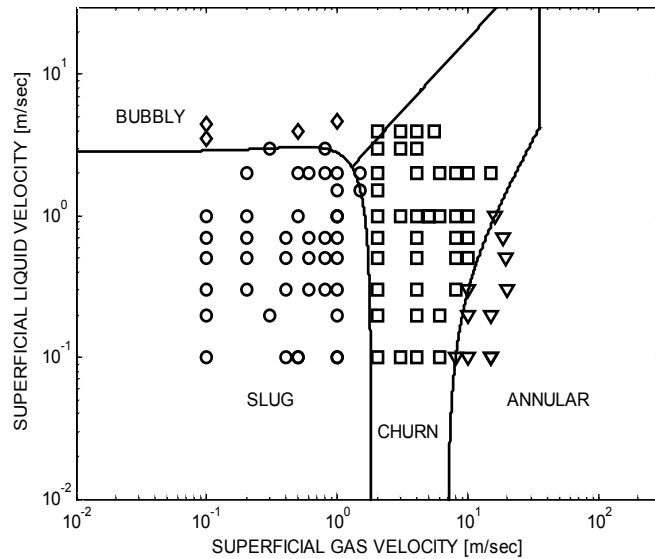


Fig. 23 실험 결과를 바탕으로 만든 내경 30 mm 수직 관 유동양식선도

Figure 24는 Taitel 모델과 새롭게 작성한 유동 양식 선도의 비교이다. 전체적 형태는 크게 다르지 않다. 하지만, 슬러그류와 천류 그리고 환상류의 경우 약간의 차이를 보이고 있다. 환상류의 경우, 내경의 크기에 따른 영향을 고려해야 하므로 액체 겹보기 속도가 낮을 때의 모습은 타당하다고 할 수 있다. Mishima 모

텔에서 고려한 것과 같이 슬러그들이 기포의 침입으로 인해 분무 환상류로의 천이 또한 고려해야하기 때문에 다음과 같은 차이를 나타나게 된다. 슬러그류와 천류의 경계의 경우, 실제 그들의 실험 결과와 비교했을 경우, 크게 다르지 않음을 알 수 있다. 따라서 경계면에서의 차이 또한 타당한 것으로 판단된다.

Figure 25는 Mishima 모델과의 비교이다. 본 실험을 통해 얻은 유동 양식 선도는 전체적인 경향이 Taitel 모델과 비슷하기 때문에 기본으로 위에서 언급하였던 Mishima 모델과의 차이를 보이고 있다.

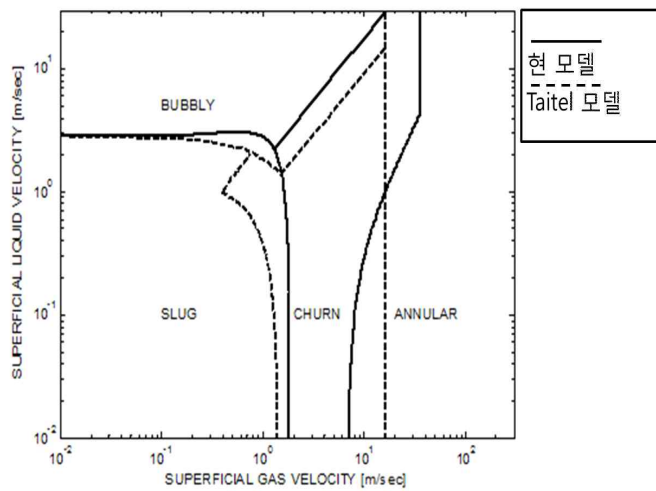


Fig. 24 현 모델과 Taitel 모델과의 비교

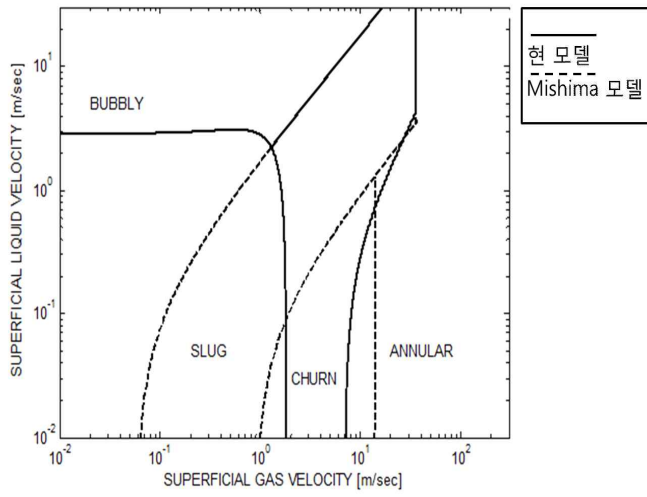


Fig. 25 현 모델과 Mishima 모델과의 비교

IV. 결 론

보일러나 원자력 발전소 내 노심 그리고 증기 발생기, 석유 수송 등과 같은 다양한 형태의 주요 산업에서 기-액 2상 유동이 광범위하게 적용되는 것을 볼 수 있다. 2상 유동은 각 상간의 동적 계면 구조에 의해 결정되는 유동 영역이라 불리는 다양한 위상 구성에 따라 흐를 수 있다. 유동 영역은 기체나 액체의 유속, 상의 물리적 속성 그리고 유동 채널 크기 및 기하학적 구조와 같은 다양한 변수에 의존한다. 그렇기 때문에 2상 유동의 모든 수송 메커니즘에 대해 엄청난 영향을 미치는 유동 영역 천이 경계의 예측은 중요하다. 수많은 연구자들은 유동 영역 천이 경계의 예측을 다양한 방법을 통해 연구하였다. 그리고 그 결과를 각상의 겉보기 속도(superficial velocity), 유속 및 무 차원 변수들을 이용하여 유동 양식 선도로 제시하였다.

유동 양식 선도란 2차원의 그림으로 여러 가지의 유동 양식의 영역을 표시한 것이다. 2상 유동 양식의 변화는 많은 변수들에 의해서 지배되므로 근본적으로 2차원 선도 상에 그 영역의 경계를 완전히 표시한다는 것은 무리이며, 유동 양식 선도는 각각의 특별한 경우에 대해서 적용되는 것이라고 볼 수 있다.

따라서 실험 시설에 적합한 유동 양식 선도를 작성하기 위해 본 연구에서는 30 mm의 내경을 갖는 수직관에서 수직 상향류의 유동 양식을 판별하기 위한 실험을 수행하였다. 이를 위해, 기존의 문헌을 조사하여 참고하였고, 실험을 통하여 판별하였다. 실험은 축 방향의 가시화를 위한 고속 카메라와 단면 방향, 즉 내부의 유동을 보기 위한 wire-mesh sensor를 사용하였다.

유동 영역은 Hewitt과 Roberts의 선도와 마찬가지로 기본 영역인 기포류, 슬러그류, 천류, 환상류를 판별하였다. 판별 기준은 다음과 같다[Hewitt, G. F.,와 Roberts, D. N., 1969].

(1) 기포류와 슬러그류의 판별 기준

기포류와 슬러그류의 판별은 고속 카메라를 주로 이용하였고, 초기 모델은

Taitel 모델이다. 기본적으로 Taitel의 기준과 마찬가지로 테일러 기포가 발생되지 않는 부분의 영역만을 기포류로 판별하였다. 하지만, 이는 매우 모호한 기준으로서 차후 많은 연구를 통해 정확한 기준을 제시하여야 할 것으로 사료된다.

(2) 슬러그류와 천류의 판별 기준

슬러그류와 천류는 슬러그류의 대표적인 특징인 테일러 기포와 천류의 특징 중 하나인 flooding 조건으로 구분하였다. flooding 조건에는 방해 파형(disturbance wave)과 거대 파형(huge wave)이 있다. 여기서 방해 파형은 천류의 도입 부분에 발생하는 것으로써 WMS 데이터를 이용하여 판별하였고, 또한 천류의 기본적인 특징인 내부의 혼란스러움을 관찰할 수 있었다.

(3) 천류와 환상류의 판별 기준

천류와 환상류의 판별 기준은 거대 파형의 유무이다. 천류와 환상류의 경계에서는 일반적으로 환상류와 비슷한 경향을 관찰할 수 있었다. 환상류의 정의는 기체 코어가 액막에서 분리된 액적들을 들어 올려 기체 코어를 유지하고 벽 주변에는 액막이 흐른다는 것이다. 하지만 천류의 경계부분에서는 기체 코어뿐만 아니라 기체 코어를 전체적으로 가로 막는 크기의 거대 파형이 발생하게 된다. 이때 기체의 유량이 증가하게 되면, 더 이상의 거대 파형은 관찰할 수 없고 환상류 영역에 도달하게 된다. 이때는 방해 파형이 다시 발생하게 된다. 따라서 거대 파형은 환상류의 기체 코어에 대한 기체 관입에 대한 이해에 있어 중요한 부분이다.

수직 상향류의 경우, 수많은 연구를 통해 많은 유동 양식 선도들이 개발되었다. 하지만, 각각의 기하학적 구조의 차이로 인해 선도마다 차이가 발생되고 있다. 그렇기 때문에 대표적 모델들은 유동 양식의 전반적인 이해를 위해 필요한 참조 모델들이다. 따라서 차후 더욱 많은 연구를 통해 보편적으로 사용할 수 있는 유동양식 선도의 개발이 필요할 것이다.

참 고 문 헌

Baker, O., 1954, "Simultaneous Flow of Oil and Gas," Oil and Gas J. 53, pp. 185.

Barnea, D. et al., 1980, "Flow Pattern Transition for Gas-Liquid Flow in Horizontal and Inclined Pipes," Int. J. Multiphase Flow, pp.217-225.

Griffith, P. and Wallis, J. D., 1960, "The Role of Surface Conditions in Nucleate Boiling," Chem. Eng. Prog. Symp. Series, No. D, p.49.

Griffith, P. and Wallis, G. B., 1961, "Two-Phase Slug Flow," J. Heat Transfer., 83, 307.

Harmathy, T. Z., 1960, "Velocity of Large Drops and Bubbles in Media of Infinite or Restricted Extent," J. AIChE 6(2), pp. 281-288.

Hewitt, G. F., and Hall-Taylor. N. S., 1970, "Annular Two-Phase Flow," Pergamon Press.

Hewitt, G. F., and Roberts, D. N., 1969, "Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous Flash and X-Ray Photography," AERE-M2159.

Hinze. J. O., 1955, "Fundamentals of the Hydrodynamic Mechanism of Splitting in Dispersion Processes," J. AIChE., 289(1).

Jayanti, S., and Hewitt, G. F., 1992, "Prediction of the slug-to-churn flow Transition in vertical two-phase flow," *Int. J. Multiphase flow.*, 18(6), pp. 847-860.

Julia, J. E., and Hibiki, T., 2011, "Flow Regime Transition Criteria for Two-Phase Flow in a Vertical Annulus," *Int. J. Heat and Fluid flow.*, 32, pp. 993-1004

Mandhane, J.M., et al., 1974, "A Flow Pattern Map for Gas-Liquid in Horizontal Pipes," *Int. J. Multiphase Flow.*, pp. 537-553.

Mishima, K., and Ishii, M., 1984, "Flow Regime Transition Criteria for Upward Two-Phase Flow in Vertical Tubes," *Int. J. Mass Transfer.*, 27(5), pp. 723-737.

Moissi, R., 1963, "The Transition from Slug to Homogeneous Two-Phase Slug Flow," *J. Heat Transfer*, 85, 366.

Mossis, R., and Griffith, P., 1962, "Entrance Effects in a Two-Phase Slug Flow," *J. Heat Transfer*, 84, 29.

Nicklin, D. J., and Davison, J. F., 1962, "The Onset of Instability on Two-Phase Slug Flow," *Inst. Mech. Engr., Proc. of Symp. on Two-Phase Flow*, p. 4.

Prasser, H. M. et al. 1998, "A new electrode-mesh tomograph for gas-liquid flows," *Flow Measurement and Instrumentations*, pp. 111-119.

Prasser, H. M. et al., 2001, "Bubble size Measurement using wire-mesh sensors," *Flow Measurement and Instrumentations*, pp. 299-312.

Prasser, H. M. et al., 2002, "Evolution of the two-phase flow in a vertical tube-decomposition of gas fraction profiles according to bubble size classes using wire-mesh sensors," *Int. J. Therm Sci.*, pp. 17-28.

Sekoguchi, K., and Mori, K., 1997, "New development of experimental study on interfacial structures in gas-liquid two-phase flow," *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, 2, pp. 1177-1188.

Taitel, Y., and Duckler, A. E., 1976 "A Model for Predicting Flow Regime Transition in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow," *J. AIChE*, pp.47-55.

Tatsuya, H., et al., 2008, "Experimental study on axial development of liquid film in vertical upward annular two-phase flow," *Int. J. of Multiphase Flow*, 34, pp. 111-127.

Taitel, Y. et al., 1980 "Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes," *J. AIChE.*, 26(3), pp. 345-354.

Turner, R. G., et al 1969 "Analysis and Prediction of Minimum Flow Rate for the Continuous Removal of Liquids from Gas Wells," J. Petroleum Tech., 21(11), pp. 1475-1482.

Wang, K., et al., 2012, "A physical model for huge wave movement in gas-liquid churn flow," Chem. Eng. Sci., 79, pp. 19-28.

감사의 글

‘터널은 끝이 있다’라는 독일의 속담이 있습니다. 뒤 돌아 보면 대학원 입학 전의 저는 기나긴 터널 속이었다고 생각합니다. 그리고 벌써 2년이란 시간이 흘러 이렇게 작은 열매를 맺게 되었습니다. 아직도 많이 부족한 저에게 많은 분들의 도움이 있었기에 이 자리까지 올 수 있었다고 생각합니다. 일일이 찾아뵙고 감사의 말씀을 드려야하는데 그러지 못한 점 용서를 구합니다.

부족한 저를 학문의 길로 인도해 주시고 이 자리에 있을 수 있도록 이끌어주신 김신 지도교수님의 은혜에 고개 숙여 깊이 감사드립니다. 바쁘신 가운데에 보잘 것 없는 제 논문을 맡아서 열과 성으로 심사해주신 정범진 교수님과, 박재우 교수님께 감사드립니다. 좋은 연구를 할 수 있도록 이상 유동 실험 설비 제작에 도움을 주신 부산대 윤병조 교수님과 한국 원자력 연구원의 강경호 박사님 및 이하 여러 박사님들, 김복득 선생님, 성진정공, 미래와 도전, 그리고 힘을 낼 수 있도록 좋은 말씀을 해주신 김경연 교수님, 김봉석 박사님께 감사를 전합니다. 그리고 많은 조언과 도움을 준 우리 연구실 식구들인 보안 선배, 민석이, 성용이, 윤정이, 룡리, 멀타자, 그리고 묵묵히 실험을 도와준 바로와 유나에게도 고마움의 마음을 전합니다. 또한 행정적인 굳은 일을 도맡아 처리해주신 송혜령, 고은별, 문지영 선생님께도 감사드립니다. 이외에 석사과정을 무사히 마칠 수 있도록 도움을 준 많은 분들에게도 감사의 말을 전합니다.

또한 나의 든든한 지원군이자, 어렵게 결심한 학업의 길을 물심양면 도와주신 우리 아버지, 어머니, 동생 아영이에게 사랑의 말을 전합니다. 항상 힘이 되어준 친구들 창우, 정인이, 재하에게도 고마움을 전합니다. 끝으로 언제나 힘을 낼 수 있도록 해준 사랑하는 희영이에게 고맙고 사랑한다라는 말을 전하고 싶습니다.

이제 석사라는 하나의 과정을 마치며 시원한 바람이 부는 산 중턱에 올랐다고 생각합니다. 앞으로 더 이어나갈 학업의 길에서 지치지 않고 꾸준히 달려가는 거북이와 같이 언제나 꾸준히 끊임없이 정진하도록 하겠습니다.