

< 논문 >

슬러그 2 상유동에서 전류형식 전자기유량계 수치적 신호예측 및 보정

강덕홍[†] · 안예찬^{**} · 오병도^{**} · 김종록^{*} · 김무환^{**}

(2004년 9월 18일 접수, 2005년 5월 11일 심사완료)

Numerical Signal Prediction and Calibration Using the Theory of a Current-Type Electromagnetic Flowmeter for Two-Phase Slug Flow

Deok-Hong Kang, Yeh-Chan Ahn, Byung Do Oh, Jong-Rok Kim and Moo Hwan Kim

Key Words : Current-Type Electromagnetic Flowmeter(전류형식 전자기유량계), High Temporal Resolution(고시간분해능), Virtual Potential Distribution(가상포텐셜분포), Weight Function(가중함수), Slug Flow(슬러그 흐름), Film Velocity(액막속도), Flow Pattern Coefficient (유동패턴함수), Localization Parameter(국소화 계수)

Abstract

The transient nature and complex geometries of two-phase gas-liquid flows cause fundamental difficulties when measuring flow velocity using an electromagnetic flowmeter. Recently, a current-sensing flowmeter was introduced to obtain measurements with high temporal resolution (Ahn *et al.*). In this study, current-sensing flowmeter theory was applied to measure the fast velocity transients in slug flows. The velocity fields of axisymmetric gas-liquid slug flow in a vertical pipe were obtained using Volume-of-Fluid (VOF) method, and the virtual potential distributions for the electrodes of finite size were also computed using the finite volume method for simulating slug flow. The output signal prediction for slug flow was carried out from the velocity and virtual potential (or weight function) fields. The flowmeter was numerically calibrated to obtain the cross-sectional liquid mean velocity at an electrode plane from the predicted output signal. Two calibration parameters are proposed for this procedure: a flow pattern coefficient and a localization parameter. The flow pattern coefficient was defined by the ratio of the liquid resistance between the electrodes for two-phase flow with respect to that for single-phase flow, and the localization parameter was introduced to avoid errors in the flowmeter readings caused by liquid acceleration or deceleration around the electrodes. These parameters were also calculated from the computed velocity and virtual potential fields. The results can be used to obtain the liquid mean velocity from the slug flow signal measured by a current-sensing flowmeter.

기호설명

B : 자속밀도
B : **B**의 x 방향 성분
D : 관 직경
 $E(\theta, z)$: 전극에서의 평활화된 경계조건

E_0 : Eötvös 수
 F : 액상의 체적분율
 f : 유동패턴함수
 F_s : 표면장력
 Fr : Froude 수
 G : 가상포텐셜
 H : 자속밀도와 관련된 포텐셜
 i : 유량계 출력 전류
 j : 유체를 정지시킨 상태에서 전극으로 단위 전류를 흘릴 때 유체에 발생하는 가상전류밀도

[†] 책임저자, 회원, 포항산업과학연구원 에너지연구소
E-mail : kangdh@rist.re.kr
TEL : (054)279-6548 FAX : (054)279-6688

* 회원, 포항공과대학교 대학원 기계공학과

** 회원, 포항공과대학교 기계공학과

- j_y : j 의 y 성분
 L : 축방향(z) 계산공간 길이
 L_b : 슬러그 기포 길이
 L_e : 전극의 각 변 길이
 L_n : 슬러그 기포 선단위치
 L_t : 슬러그 기포 끝단위치
 Mo : Morton 수
 n : 법선벡터
 N_f : 무차원 역점성계수
 N_r : r -방향 격자 개수
 N_θ : θ -방향 격자 개수
 N_z : z -방향 격자 개수
 $p(z)$: 축방향 가중밀도함수
 $q(z)$: 반경방향 적분된 반경방향 가중함수
 R : 도관 반경
 Δt : 시간스텝
 U_{TB} : 슬러그 기포 상승속도
 v : 유속
 v_m : 액체 단면평균속도
 v_r : v 의 r 방향 성분
 v_z : v 의 z 방향 성분
 W : 가중벡터 ($B \times j$)
 $W_r(r, z)$: 반경방향 가중함수
 $W_r(r, \theta, z)$: W 의 r 방향 성분
 $W_z(r, z)$: 축방향 가중함수
 $W_z(r, \theta, z)$: W 의 z 방향 성분
 $\alpha_r, \alpha_\theta, \alpha_z$: 각 방향의 탄력인자
 β : 퍼짐인자
 δ : 액막두께
 η_p : $p(z)$ 의 액체슬러그 구간 비
 τ : 적분부피
 χ : 국소화 계수

상첨자

- * : 관반경으로 무차원된 표시

하첨자

- SP : 단상
 TP : 2상

1. 서론

전자기 유량계는 지난 40 년간 단상 액체유동에
 서의 액체 평균속도를 정확히 측정해 왔으며 관내

삽입물이 없어 압력손실이 거의 없고 응답성이 빠르
 며 두 상간의 큰 전기전도도 차이를 효율적으로 이
 용할 수 있어 2 상류에의 적용이 지속적으로 시도되
 고 있다. 그러나 기액 2 상류의 시간에 따른 빠른 변
 화와 복잡한 유동구조는 전자기유량계를 이용하여
 유속을 측정하는데 큰 어려움을 던져 주고 있다.

2 상유동의 유동양식은 유동현상에 따라 기포류,
 슬러그류, 처언류, 환상류로 나눌 수 있다. 각 유
 동양식은 그 고유한 유동형태가 있기 때문에 단면
 평균 액체속도를 전자기유량계로 측정하기 위하여
 는 각 유동양식별 접근이 필요하다. 기포류는, 액
 체와 기체가 같은 속도를 가지는 균일한 혼합물로
 가정할 수 있기 때문에 단상 액체류에 비해 측정
 시 추가적인 어려움이 없다. Cha 등⁽²⁾과 Knoll⁽³⁾은
 위와 같은 가정으로 인한 오차가 기공을 0.25 이하
 인 기포류에서 5% 이하라고 밝혔다. 환상류에서
 는, 기체코어가 유로의 중심에 위치하고 균일하고
 매끄러운 액막이 존재한다고 가정할 때 추가적 어
 려움이 존재하지 않는다.

그러나 슬러그류는 한 슬러그 단위 당 액체의
 가감속이 상당히 큰 매우 복잡한 유동양식이다.
 또한 전자기유량계의 이론은 지금까지 완전발달유
 동, 직선유동 하에서 유도되었기 때문에 이를 슬
 러그류에 적용하기 쉽지 않다. $Mi^{(4)}$ 는, 슬러그류를
 고정된 한 판단면에서 관측했을 때, 기공율 및 액
 체속도의 시간에 따른 변화를 환상류 영역과 기포
 류 영역으로 나누고 각각의 영역에 환상류와 기포
 류에서 적용되는 전자기유량계 이론을 적용함으로
 써 전자기유량계를 슬러그류에 적용하고자 하였다
 이와 같은 분해는 문제를 매우 단순화시키는 장점
 이 있지만 슬러그류를 완전발달유동 및 직선유동
 으로 가정할 수 있는 환상류와 기포류로 나누어
 생각하는 것은 상당한 오차를 유발시킬 수 있다.
 특히 속도가 급변하는 테일러 기포 끝단에서 문제
 가 된다. $Mi^{(4)}$ 의 슬러그류 결과에서 액체유량 최대
 15% 오차는 이러한 원인이 일부 있는 것으로 판
 단된다.

속도변화가 큰 슬러그류를 측정하기 위해서는
 시간분해능이 높은 전자기유량계가 필요하다. 그
 러나 기존 전압형식의 유량계는 전력누설에 의한
 잡음이 시간분해능을 높일수록 증가하여 측정상
 난점으로 작용하였다.⁽⁵⁾ 따라서 Ahn 등⁽¹⁾에 의해
 전력누설잡음에 강한 전류형식의 유량계를 제안한
 바 있다. 이와 함께 유동패턴함수(flow pattern
 coefficient)를 도입하여 유량계 보정과정을 단순화
 하였으며 단상액체류 및 환상류에서의 직선가중함
 수(rectilinear weight function), 유동패턴함수를 3 차
 원 가상포텐셜분포를 계산함으로써 구하였다.

주어진 속도장에 대한 유량계 출력을 예측하기 위하여 또는 출력으로부터 속도정보를 얻기 위하여 이전 연구자들은 전압형식 유량계에 대해 가중벡터 $\mathbf{W}=\mathbf{B}\times\mathbf{j}(3D)$, 직선가중함수(2D), 축대칭 가중함수(axisymmetric weight function, 1D)에 관심을 두었다. 이에 비해 3 차원 가상포텐셜분포의 계산은 전류형식 유량계에서 매우 유용할 뿐 아니라 가상포텐셜의 구배를 취하면 전압형식 유량계의 주된 관심인 가중벡터(또는 가중함수)를 쉽게 얻을 수 있다.

한편, 두 전극에서의 가상포텐셜차는 전극표면에서의 접촉저항이 무시될 때 두 전극사이의 임피던스와 같아지고 이를 이용하면 전류형식 유량계의 출력전류로부터 유도기전력을 알 수 있다. 뿐만 아니라 가상포텐셜분포를 알면 임의의 속도장에 대하여 유량계출력을 예측할 수 있는데 이는 유량계 이론이 완전발달된 직선유동(또는 축대칭유동)에 국한되지 않음을 말해준다. 예를들어 큰 가감속이 존재하는 2상 슬러그류에서의 액체속도 측정할 수 있다. 또한 단상과 2상에서의 두 전극사이 액체저항의 비로 정의되는 유동패턴함수와 다음 장에서 소개될 국소화계수(localization parameter)를 구하는데 3차원 가상포텐셜 분포는 매우 중요하다.

본 연구에서는 Ahn 등⁽⁶⁾이 제안한 전류형식 전자기 유량계 이론을 슬러그류에 적용을 통하여 전류형식 전자기유량계의 수치적 출력신호예측 및 보정을 시도하였다. 전류형식 유량계에서 출력전류 i 는 전극표면에서의 전기이중층에 의한 접촉저항을 무시할 수 있는 영역에서 식 (1)과 같이 표현될 수 있다.⁽⁶⁾

$$i = \frac{\iiint_V \mathbf{v} \cdot \mathbf{W} d\tau}{\Delta G} \quad (1)$$

여기에서, 가중벡터 \mathbf{W} 는 자속밀도 \mathbf{B} 와 가상전류밀도 \mathbf{j} 의 외적($\mathbf{W}=\mathbf{B}\times\mathbf{j}$)으로 정의된다. 식 (1)의 분자는 전압형식 유량계에서와 같은 유도기전력(flow induced electromotive force)으로 이를 구하기 위하여 식 (1)은 가상상황을 배경으로 하고 있다. 가상상황은 단위가상전류를 한쪽 전극에 가하고 정지된 유체를 지나 반대쪽 전극으로 흘러나오게 하는 것인데 이때 시험부내에 발생하는 가상전류밀도분포 \mathbf{j} 를 구하면 가중벡터 \mathbf{W} 를 구할 수 있다. 따라서 가상전류밀도 \mathbf{j} 는 전극의 형상, 유량계 도관의 전기적 조건, 기액 2 상류의 경우 유동패턴에 관계된다. 유도자기장이 작고 유체의 전기전도도가 균일한 경우에 $\nabla\times\mathbf{B}=0$ 와 $\nabla\times\mathbf{j}=\nabla\times(\sigma\mathbf{E})=0$ 이 성립하여 자속밀도 \mathbf{B} 와 가상전류밀도 \mathbf{j} 와 관

계된 $\nabla^2 H = \nabla^2 G = 0$ 가 성립한다. 여기서 G 를 가상포텐셜이라 부른다. ΔG 는 두 전극에서의 가상포텐셜의 차이를 의미한다.

점전극의 경우는 이 값이 무한대가 되지만 실제 상황에서는 매우 작은 단면을 가진 전극이 사용되므로 유한한 값을 갖는다. 가중벡터 \mathbf{W} 는 ∇G 와 관련되어 있어, 가상 포텐셜 G 를 계산하면 임의의 속도장에 대하여 전자기유량계의 출력을 예측할 수 있다. 전자기유량계 이론은 지금까지 주로 완전발달된 직선 축대칭유동에 적용되어 왔지만 일반적인 기액 2 상류는 이 범주에 들지 않는다. 예를들어 슬러그류에서 액체의 속도는 매우 큰 가감속 현상을 보인다.⁽⁷⁾

축대칭 속도분포 및 형상을 가진 슬러그류에서의 유도기전력은 다음과 같은 삼중적분으로 표시될 수 있다.

$$\iiint_V \mathbf{v} \cdot \mathbf{W} d\tau = 2\pi \iiint_V [v_r(r,z)W_r(r,z) + v_z(r,z)W_z(r,z)] r dr dz \quad (2)$$

여기에서 $W_r(r,z)$ 과 $W_z(r,z)$ 는 반경방향 가중함수, 축방향 가중함수로 정의하고 균일한 횡자기장 B (Fig. 4의 x 방향)에 대하여 아래와 같이 정의한다.

$$W_r(r,z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W_r(r,\theta,z) d\theta = -\frac{B}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin\theta \frac{\partial G}{\partial z} d\theta \quad (3)$$

$$W_z(r,z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W_z(r,\theta,z) d\theta = \frac{B}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial G}{\partial y} d\theta \quad (4)$$

전류형식 유량계에서 슬러그류 상태에서의 출력전류 i_{TP} 는 Ahn 등⁽¹⁾에서 환상류에 대해서 유도한 것과 유사하게 다음과 같이 유도된다.

$$\begin{aligned} i_{TP} &= \frac{i_{SP}}{2v_{mSP}R \cdot (IA) f} \frac{1}{f} \left[\int_0^{2\pi} -v_r(r,z) \int_0^{2\pi} \sin\theta \frac{\partial G}{\partial z} d\theta + v_z(r,z) \int_0^{2\pi} \frac{\partial G}{\partial y} d\theta \right] r dr dz \\ &= \frac{i_{SP}}{v_{mSP} f} \frac{1}{\chi} \frac{v_{mTP}|_{electrode}}{\chi} \end{aligned} \quad (5)$$

여기서 하첨자 SP 와 TP 는 각각 단상과 2상, $v_{mTP}|_{electrode}$ 는 전극에서 액체단면평균속도, f 는 유동패턴함수, χ 는 국소화 계수를 의미한다. 전자기유량계는 축방향 유속으로 가중평균한 값을 유량신호로 출력하기 때문에 완전발달되지 않은 유동의 경우에 유량계 출력이 전극을 지나는 지점에서 액체의 국소 단면속도를 의미하지 않는다. 그러므로 유량계 출력에서부터 국소 단면속도를 얻기 위해서는 국소화 계수가 필요하다. 국소화 계수는 유동 구조 및 액체 속도분포의 함수이다.

일반적으로 식 (5)의 반경방향 액체속도 $v_r(r,z)$ 는 액막내에서 축방향 속도 $v_z(r,z)$ 에 비해 무시할 정도로 작으며, 반경방향 가중함수는 후류영역(wake zone)에서 유로관벽 쪽으로 치우쳐져 큰 값을 가지며(2.2.2 절의 Figs. 7과 8 참고) 반경방향 액체속도는 관벽부근에서 무시가능하다. 따라서

출력신호는 축방향 속도의 영향이 대부분이다.

실제 슬러그류 측정에 전자기유량계가 사용될 때에는 식 (5)에서 보는 바와 같이 단상액체류에서의 보정차트, 유동패턴함수, 국소화 계수가 요구된다. 단상액체류에서의 보정차트는 유량계 제작업체에서 제공하거나 현장에서 2 상류 실험에 앞서 단상류 실험을 수행함으로써 얻어지고 이로부터 식 (5)의 i_{SP}/v_{mSP} 값을 구할 수 있다. 보정차트 내에는 액체의 전기전도도 영향이 포함되어 있는데 전기전도도는 액체의 종류 및 온도의 함수이다. 유동패턴함수 값을 구하기 위해서는 유동패턴을 측정하여야 하는데 슬러그류에서 유동패턴은 두개의 임피던스 미터를 축방향으로 설치하면 얻을 수 있다. 먼저 두개의 임피던스 미터로부터 기공율을 각각 측정하고 측정된 두 기공율의 상호상관함수를 구함으로써 기공율 전파속도를 구하면 기포길이도 구할 수 있다. 유동패턴함수 형태를 수치해석으로부터 제공받으면, 기공율 즉 액막두께와 기포길이로부터 유동패턴함수 값을 구할 수 있다. 또한 국소화 계수 값은 주어진 유동 구조에 대하여 가상포텐셜분포와 속도분포를 계산함으로써 제공받을 수 있다. 결국 출력전류 i_{TP} 만 측정하면 슬러그류에서 액체의 단면평균속도를 얻을 수 있다. 유량계의 출력으로부터 액체 단면 평균속도를 얻기 위하여 식 (5)로부터 전압형식 및 전류형식의 유량계 공히 다음 식을 사용하여야 한다.

$$v_{m,TP}|_{z=Electrode} = \chi \int [v_r(z)q(z) + \bar{v}_z(z)p(z)] dz \quad (6)$$

식 (6)의 각 함수는 아래와 같이 정의된다.

$$p(z) \equiv \int \frac{\pi W_z(r,z)}{BR \cdot (IA)} r dr \quad (7)$$

$$q(z) \equiv \int \frac{\pi W_r(r,z)}{BR \cdot (IA)} r dr \quad (8)$$

$$\bar{v}_z(z) \equiv \frac{1}{p(z)} \int v_z(r,z) \frac{\pi W_z(r,z)}{BR \cdot (IA)} r dr \quad (9)$$

$$\bar{v}_r(z) \equiv \frac{1}{q(z)} \int v_r(r,z) \frac{\pi W_r(r,z)}{BR \cdot (IA)} r dr \quad (10)$$

식 (6)의 $v_{m,TP}|_{z=Electrode}$ 는 전극면에서 액체의 단면평균속도이다. 또 χ 는 유동구조 및 액체속도분포의 함수인 국소화 계수이고 $p(z)$ 는 축방향 가중밀도 함수(조화함수의 평균값 정리에 의해 $p(z)$ 를 z 에 대해 적분하면 1이 된다.)이며, $q(z)$ 는 반경방향에 대하여 적분된 반경방향의 가중함수이다.

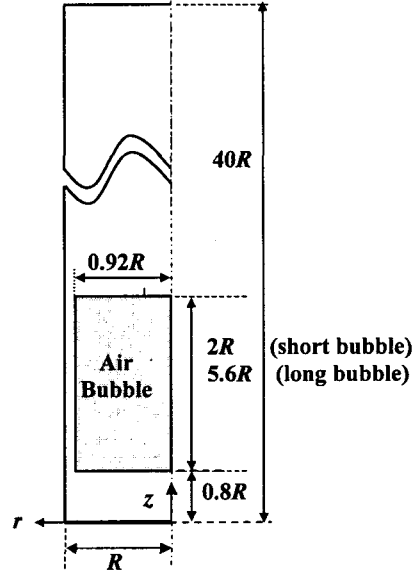


Fig. 1 Schematic diagram of the computational domain

2. 수치해석

슬러그류에서 유량계 출력검토 및 보정계수를 구하기 위하여 수식판내에서의 2차원 축대칭 슬러그류에 대한 수치해석 및 3차원 가상포텐셜분포를 계산하였다.

2.1 슬러그 유동 수치모사

2.1.1 수치해석방법

25.4mm 직경의 밀폐된 수직파이프내에서 상승하는 슬러그 기포의 수치해석은 전산유체해석용 상용코드인 CFD-ACE+(CFD Research Corporation)에 내제되어 있는 체적분율법을 적용하여 수행하였다. 본 연구에서는 물과 공기의 2상 슬러그류를 채택하였으며, Fig. 1에 그 해석영역과 초기 기포형태를 나타내었다. 전자기유량계의 출력에 영향을 미치는 축방향의 영역(이하 유량계 유효영역이라 칭함)은 전극위치에서부터 $\pm 2R$ 에 해당한다.⁽¹⁾ 따라서 기포가 유량계 유효영역(4R)보다 긴 경우와 작은 경우의 두 가지 슬러그류에 대하여 고려하였다. 긴 기포와 작은 기포에 대한 초기길이는 각각 5.6R, 2R로 하였으며 계산결과 최종 기포의 길이는 각각 6.1R, 2.9R로 성장하였다. 해석영역의 축방향 길이는 준-정상상태의 테일러 기포형상과 상승속도를 구하기에 충분하도록 40R로 하였다. 해석상에 이용된 좌표는 축대칭 원통좌표계인 (r,z) 를 사용하였다.

비압축성 유체에 대한 비정상, 2 차원 나비에-스톡스(Navier-Stokes)방정식과 연속방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{v_r}{r^2} \right) \quad (11)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) + g \quad (12)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{v_r}{r} = 0 \quad (13)$$

여기서 v_r 과 v_z 는 각각 반경방향과 축방향의 속도 성분이며, t 는 시간, r 과 z 는 각각 반경방향과 축방향의 좌표이고 p 는 압력 그리고 g 는 중력 가속도를 나타낸다. 경계조건은 $r=0$ 에서 축대칭 조건 그리고 $r=R$ 인 도관벽 및 밀폐된 상하면에 대하여는 점착조건을 적용하였다. 상기의 지배방정식의 차분화는 비균일 원통격자계에 대하여 유한체적법을 적용하였다. 대류항에 대한 격자면에서의 내사법의 적용은 1 차 상류도식을 적용하였다. 액체는 초기에 정지되어 있으며 유동은 고정좌표계에 대하여 실시하였다.

기-액 경계면의 위치는 액상의 체적분율 F 에 의해 정의되며, F 는 식 (14)로부터 구해진다.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{v_r}{r} \frac{\partial(rF)}{\partial r} + v_z \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (14)$$

정교한 계면의 형성을 위하여 PLIC(piecewise linear interface reconstruction)기법을 적용하였으며, 표면장력에 의한 계면상의 정미법선력은 식 (15)에 나타난 Yang 등⁽⁸⁾이 제시한 모델을 적용하였다.

$$\mathbf{F}_s = \int \sigma \mathbf{n} \times d\mathbf{x} \quad (15)$$

여기서, σ 는 두 유체사이의 표면장력(본 연구에서는 0.0725 N/m), \mathbf{x} 는 각 계산 격자 셀(cell)내 계면의 모서리 그리고 \mathbf{n} 은 계면의 법선벡터로 다음식에 의해 구해진다.

$$\mathbf{n} = \nabla F \quad (16)$$

식 (15)에 나타난 정미법선력은 운동량방정식인 (11)과 (12)에서 체력으로 작용한다. 식 (14)의 차분화는 현시적방법이 적용되었으며, 따라서 CFL (Courant-Friedrichs and Lewy)조건을 만족시키기 위하여 자동시간증분 모드를 사용하였으며, 계산결과 시간증분량은 대략 10^{-5} 초 정도로 나타났다. 각 시간증분에 대한 수렴조건은 각 변수들의 레지듀얼(residual)이 10^{-4} 이하가 되었을 때 만족하는 것으로 하였다.

격자 의존도는 반경 및 축방향의 격자수를 67×988 , 45×656 , 57×1750 의 3가지 경우에 대하여 실시하였다. 격자 시스템에 따른 기포의 상승속도의 최대편차는 1.5% 이하로 나타났다. 그러나 격

자 시스템에 따라 테일러 기포 후류에서 비 물리적인 작은 기포들의 발생정도가 다르게 나타났다. DeJesus⁽⁹⁾도 PLIC-VOF법을 적용할 경우 와류가 발생하는 테일러 기포 후류영역에서 실제적이지 않은 작은 기포들이 발생한다고 보고한 바 있다. 따라서 본 연구에서는 이러한 비실제적인 작은 기포들의 발생이 가장 작은 경우인 57×1750 격자 시스템을 사용하였다. 정규화(normalization)된 z -방향의 격자간격, $\Delta z^* = \Delta z/R$ 는 0.0225의 균일격자이며 반면, r -방향의 격자간격 $\Delta r^* = \Delta r/R$ 는 대칭축인 도관중심 부근에서는 0.0131 그리고 관벽쪽으로 갈수록 작아져 관벽 근처에서는 0.0188로 비균일 격자계를 취하였다.

2.1.2 계산결과 및 기존 데이터와의 비교

본 계산에서의 Eo 수는 87 이며, Mo 수는 1.4×10^{-11} 이다. Fig. 2 는 기포 선단으로부터의 거리(L_n)에 따른 액막두께의 변화를 기존의 실험 및 계산치와 비교하여 나타낸 것이다. 기존 데이터에 있어, Anglart⁽¹⁰⁾는 Eo 수 30, Mo 수 1.4×10^{-11} , DeJesus⁽¹¹⁾는 Eo 수 194, Mo 수 2.9×10^{-9} , Kawaji 등⁽¹²⁾은 Eo 수 232, Mo 수 3.06×10^{-9} , Mao and Dukler⁽¹³⁾는 Eo 수 337, Mo 수 2.5×10^{-12} 에 해당한다. 본 계산결과는 기존의 실험 및 수치데이터의 범위내에 잘 들고 있음을 볼 수 있다.

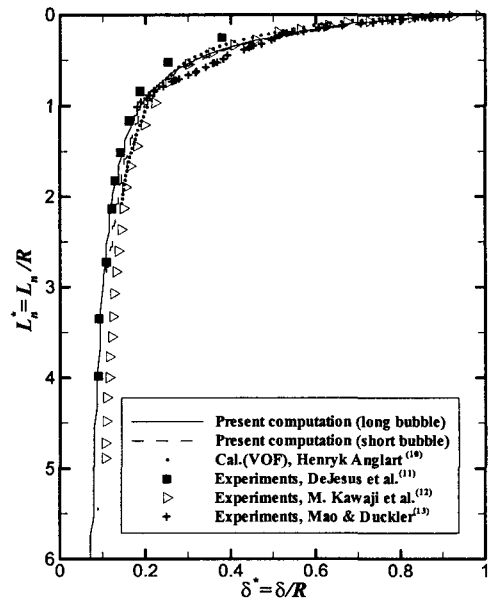


Fig. 2 Comparison of the computed film thickness δ^* with experimental data

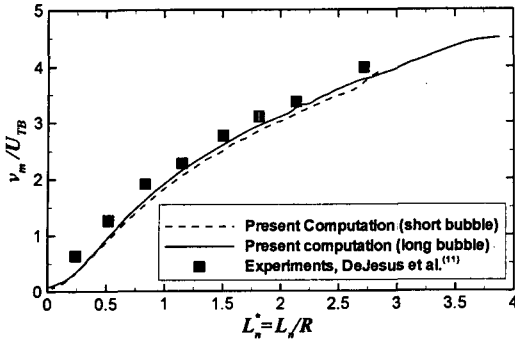


Fig. 3 Computed average film velocity v_m for $Eo=87$, $Mo=1.4 \times 10^{-11}$ and $Fr=0.317$, compared to experimental data

직경이 D 인 밀폐된 파이프내의 정지된 액체내에서 이론적인 테일러 기포의 상승속도 다음과 같다.

$$U_{TB} = Fr \sqrt{gD} \quad (17)$$

여기서, Fr 수는 0.34 ~ 0.36 이다. 본 계산결과에서 테일러 기포상승속도는 0.158 m/s(Fr 수=0.317)로 나타났으며, 식 (17)에 의해 구한 이론상승속도에 비해 낮게 예측되었으며, 그 편차는 10%이내이다.

Fig. 3 은 본 계산 ($Eo = 87$, $Mo = 1.4 \times 10^{-11}$)에서의 반경방향에 대한 액막의 평균속도를 DeJesus 등⁽¹⁰⁾의 실험치($Eo = 100$, $Mo = 1.0 \times 10^{-12}$)와 비교하여 나타낸 것이다. 계산치 및 실험치 모두 표면장력 ($Eo > 70$) 및 점성력 ($Ny > 550$)을 무시 가능한 경우에 해당한다.⁽¹⁴⁾

이와 같이 길고 짧은 기포에 대하여 수치해석을 통하여 구한 테일러 기포형상 및 액상의 속도 분포가 기존의 실험 및 해석 데이터와 잘 일치함을 볼 수 있었다. 이 해석결과는 다음절에 나타낸 전류형식 전자기 유량계의 출력신호 예측 및 보정을 행하는데 이용되었다.

2.2 가상포텐셜분포 계산

2.2.1 수치해석 방법

2.1 절에서 구한 테일러 기포형상을 가지고 슬러그류에 대한 전자기유량계 적용성 평가를 수행하였다. 3 차원 가상포텐셜분포를 얻기 위하여 먼저 2 차원 축대칭인 테일러 기포를 축대칭축에 대하여 회전을 시켜 3 차원 형상의 테일러 기포형상을 구하였다. 실제 슬러그유동에서 테일러 기포사이에 나타나는 작은 기포들은 대략 구의 형상을 가지고 있지만, 본 계산에서 나타난 비현실적인 작은 기포들에 대하여는 2 차원 축대칭 유동으로 가정한 사실에 비추어 대칭축에 대하여 회전시 나타나는 도넛모양으로 취급하였다. 가상포텐셜 G

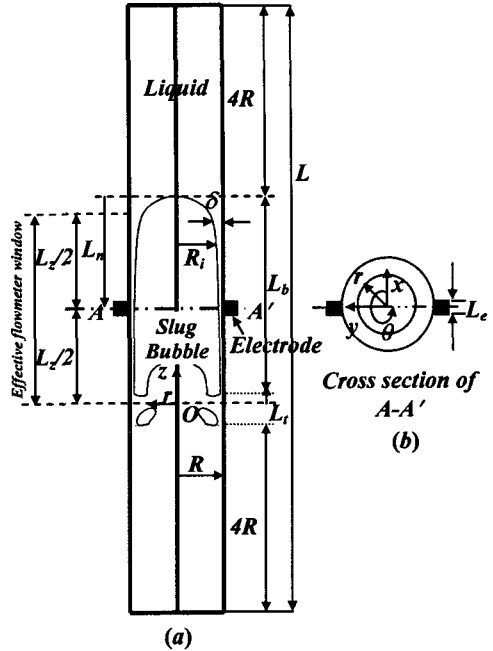


Fig. 4 Schematic diagram of the computational domain for the three-dimensional virtual potential

의 지배방정식은 Fig. 4 에서 보는 원통 좌표계 및 계산 영역에 대해서 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\nabla^2 G = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} G + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} G + \frac{\partial^2}{\partial z^2} G = 0 \quad (18)$$

축방향(z)의 경계조건은, 축방향(z)으로 무한대의 계산공간을 가정하고 전류가 끝면을 통과하여 지나가지 못하기 때문에 등차노이만 조건(homogeneous Neumann condition)이 되어야 한다.

계산 영역의 축방향 길이는 축방향 길이가 길어 가상포텐셜 계산에 영향을 미치지 않을 만큼 길게 설정하였고 이는 이전 논문 Ahn 등⁽¹⁾에서 무차원 액막두께($\delta^* = \delta/R$)가 0.05~1.0 사이의 환상류일 때 관 반경의 4 배의 길이였다. 본 계산에서 축방향 해석영역인 L^* ($L/R = 14.96$)을 계산결과에 미치는 영향 및 전극위치의 변화를 고려하여 충분히 길게 하였다.

원주방향(θ)으로는, 두 전극이 서로 대칭인 위치에 있기 때문에 반대칭조건(skew symmetric condition)이 적용되었다. 그러므로 계산공간은 반원통(half cylinder) 모양으로 이루어져 있고 두 전극의 대칭면($\theta = 0$ 과 π)에서는 등차디리크레트조건(homogeneous Dirichlet condition)이 부여되었다.

반경방향(r)으로는 전극표면에서 스텝모양의 분포가 노이만조건으로서 인가되어 가상전류를 인가시켰고 전극표면을 제외한 도관내벽에서 등차노이만조건이 인가되었다. 기액 경계면에서도 등차노

이만조건을 부여하였으며 전극단면은 정사각형이고 변 길이 L_e/R 는 1/6.35 로 정하였다. 이상의 경계조건을 식 (19)에서 식 (23)까지 정리하였다.

$$\frac{\partial}{\partial z} G = 0 \quad \text{at } z = 0 \text{ and } z = L_z \quad (19)$$

$$G = 0 \quad \text{at } \theta = 0 \text{ and } \theta = \pi \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} G = E(\theta, z) \quad \text{at } r = R, \text{ on the electrode} \quad (21)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} G = 0 \quad \text{at } r = R, \text{ otherwise} \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} G = 0 \quad \text{at the interface} \quad (23)$$

전술한 복잡한 기하학적 형상으로 인하여 가상포텐셜분포를 계산하기 위한 수치해석은 CFD-ACE+ (CFD Research Corporation)를 이용하였다. 지배방정식을 해석하기 위하여 유한체적법을 사용하였으며, 수치해석의 안정성 및 정확성을 고려하여 공간상의 차분화에는 혼합도식(blending scheme, 1 차 상류도식 10% + 고차도식 90%)을 적용하였다. 수렴판정은 가상포텐셜 G 의 레지듀얼이 10^{-10} 이하가 되었을 때 수렴한 것으로 판정하였다.

본 연구에서는 계산의 단순화를 위해 기포 내부에는 격자점을 위치시키지 않았으며 사면체 비정렬 격자를 적용하였다. 격자의존성을 알아보기 위하여 격자점이 0.5×10^6 개와 1.0×10^6 개에 대하여 수치해석을 실시한 결과 가상포텐셜분포 최대치의 편차가 0.2% 이내였다. 따라서 본 계산에서는 0.5×10^6 개의 격자점을 사용하였다. 매우 작은 면적을 가진 면전극을 사용하였고 전극 각변의 길이 L_e 는 계산공간의 축방향 길이의 5%, 원주방향 길이의 1.05% 였다. 따라서 격자계는 전극 주변의 가파른 가상포텐셜 변화를 감지하기 위하여 전극 주변에 밀집을 시켰다.

수치해석의 유한성질(finite nature)로 인해서 전극에서의 전류밀도가 스텝증가(step increment)될 수 없다. 따라서 이런 경계조건을 가지는 문제를 다룰 때에는 격자간격에 따라 해가 달라지게 되는데 스텝증가량이 클수록 격자간격의 의존도가 증가한다. 이런 문제를 해결하기 위하여 전극에 가해지는 전류밀도분포를 다음과 같이 평활화 하였다.

$$E(z)L_e = \begin{cases} 0 & \text{for } \bar{z} \leq -\frac{L_e}{2} - \beta \\ -\frac{1}{4\beta^3} \left(\bar{z} + \frac{L_e}{2} \right)^3 + \frac{3}{4\beta} \left(\bar{z} + \frac{L_e}{2} \right) + \frac{1}{2} & \text{for } -\frac{L_e}{2} - \beta \leq \bar{z} \leq -\frac{L_e}{2} + \beta \\ 1 & \text{for } -\frac{L_e}{2} + \beta \leq \bar{z} \leq \frac{L_e}{2} - \beta \\ \frac{1}{4\beta^3} \left(\bar{z} - \frac{L_e}{2} \right)^3 - \frac{3}{4\beta} \left(\bar{z} - \frac{L_e}{2} \right) + \frac{1}{2} & \text{for } \frac{L_e}{2} - \beta \leq \bar{z} \leq \frac{L_e}{2} + \beta \\ 0 & \text{for } \bar{z} \geq \frac{L_e}{2} + \beta \end{cases} \quad (24)$$

여기서 β 는 퍼짐인자(diffusion parameter)로서 곡선 맞추기 영역을 결정하며 $\bar{z} = z + L_e/2$ 이다. 원주방향의 전류밀도 $E(\theta)$ 도 $E(z)$ 와 같은 형태를 가지도록 하여 식 (21)에 있는 평활화된 경계조건 $E(\theta, z) = E(\theta)E(z)$ 를 만들었다. 본 계산에서의 퍼짐인자는 0.04 를 사용하였다.

수치해석의 정확도는 가상전류의 연속성으로 보여 줄 수 있는데, 전극에 가해 준 가상전류와 가상전류밀도의 대칭 경계면에서의 가상전류의 적분을 사용함으로써 계산오차를 식 (25)와 같이 평가하였다.

$$\left| R \int_0^L \int_0^\pi E(\theta, z) d\theta dz - \left(\iint_{\theta=0} \frac{\partial G}{\partial y} dz dr + \iint_{\theta=\pi} \frac{\partial G}{\partial y} dz dr \right) \right| \quad (25)$$

본 연구에서는 모든 계산에 있어 10^{-8} 이하였고 이는 유한차분 오차수준이다.

2.2.2 해석결과 및 토의

전자기 유량계 신호예측 및 가중함수를 구하기 위하여, 전절에서 서로 다른 격자계에서 계산한 가상포텐셜 및 속도분포를 직교좌표 영역으로 보간(interpolation) 을 실시하였다. 대상이 되는 직교좌표영역의 축방향 길이는 Fig. 4 에 나타난 유량계 유효영역(effective flowmeter window)의 길이와 같다.

직교좌표영역의 반경방향 대한 격자계는 식 (26)과 같은 쌍곡탄젠트함수가 사용되었고 원주 및 축방향으로는 식 (27), 식 (28)과 같은 함수가 사용되었다.

$$\frac{r(\xi)}{R} = \frac{1}{\alpha_r} \tanh \left(\frac{\xi}{2} \ln \frac{1 + \alpha_r}{1 - \alpha_r} \right) \quad (26)$$

$$\frac{z(\zeta)}{L_z} = \frac{1}{2} \left(1 - \ln \frac{1 + \alpha_z (1 - 2\zeta)}{1 - \alpha_z (1 - 2\zeta)} \right) / \ln \frac{1 + \alpha_z}{1 - \alpha_z} \quad (27)$$

$$\theta(\eta) = \frac{\pi}{2} \left(1 - \ln \frac{1 + \alpha_\theta (1 - 2\eta)}{1 - \alpha_\theta (1 - 2\eta)} \right) / \ln \frac{1 + \alpha_\theta}{1 - \alpha_\theta} \quad (28)$$

여기서 $\alpha_r, \alpha_\theta, \alpha_z$ 는 반경방향, 축방향, 원주방향의 탄력인자를 나타내는데 1 에 가까워질수록 직교영역의 중앙에 위치한 전극쪽으로 격자가 촘촘해진다. 직교좌표 영역의 격자 개수는 각 방향에 대하여 $N_r \times N_\theta \times N_z = 50 \times 100 \times 100$ 을 사용하였다. 한편 탄력인자 $\alpha_r = \alpha_\theta = \alpha_z = 0.9$ 에서 계산이 수행되었다. 본 연구에서 채택한 보간법은 다음과 같은 역거리법(inverse distance method)을 이용하였다.

$$\varphi_d = \frac{\sum w_s \varphi_s}{\sum w_s} \quad (29)$$

여기서 φ_d 와 φ_s 는 대상이 되는 직교좌표 영역의

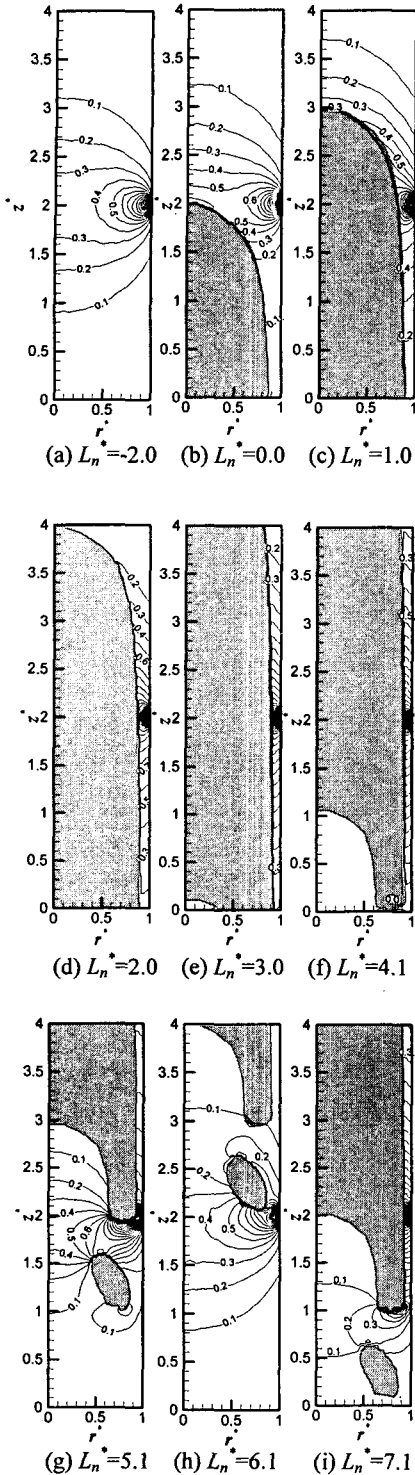


Fig. 5 Contour plots of the normalized axial weight function $W_z(r, z)/B$ (long bubble); contours are advanced by 0.1

격자점과 비직교 영역의 격자점에 대한 해당변수의 값을 의미하며, w_s 는 다음과 같이 정의되는 가중함수 이다.

$$w_s = d^{-3.5} \tag{30}$$

여기서, d 는 직교좌표영역의 대상이 되는 격자점과 비직교 좌표영역의 계산점과의 거리를 의미한다.

Fig. 5 와 Fig. 6 은 각각 긴 기포와 작은 기포에 대하여 축방향 가중함수[식 (3) 참고]를 자속밀도 B 로 나눈 값들의 분포를 보여주고 있다. 축방향 가중함수의 분포는 전극에 대한 기포 선단위치 $L_n^* = L_n/R$ 로 대표되는 기포위치에 따라 변한다. 축방향 가중함수는 가상 전류밀도 y 방향 성분의 원주방향 평균이며 함수값이 0.5 이면 전극에 인가된 가상 전류밀도의 1.24%에 해당한다. 자기장의 비균일성은 유량계의 감도(sensitivity)변화를 야기시킬 수 있지만 축방향 가중함수값 0.5 이하인 지역에서 비균일 영역이 존재한다면 감도변화를 무시할 수 있다.⁽¹⁵⁾

단상액체류 (Fig. 5 와 Fig. 6 내의 그림 a) 의 경우 축방향 가중함수는 전극면 ($z^*=z/R=2$) 에 대하여 대칭이다. 한편 상승하는 슬러그 기포의 경우인 Fig. 5 의 그림 b 에서 i 와 Fig. 6 의 그림 b 에서 g 까지의 축방향 가중함수분포는 비대칭적인 모습을 보이고 있다. 0.1 이상의 가중함수값을 가지는 유효지역이, 전극에 대한 슬러그 기포위치에 따라 변화됨을 알 수 있다. 이는 가상 전류가 가장 작은 저항을 가진 통로를 따라 우회하여 흐르기 때문이다. 테일러기포 후류영역이 전극으로 다가올수록 축방향 가중함수는 단상액체류의 경우와 유사하게 변화됨을 알 수 있다.

Figs. 7 과 8 은 반경방향 가중함수 [식 (4) 참고] 를 자속밀도 B 로 나눈 값들의 분포를 보여주고 있다. 반경방향 가중함수 분포도 전극에 대한 기포 선단위치 $L_n^* = L_n/R$ 로 대표되는 기포위치에 따라 변한다. 반경방향 가중함수는 가상 전류밀도 축방향 성분의 원주방향 평균이며 함수값이 0.5 이면 전극에 인가된 가상 전류밀도의 1.24%에 해당한다. 단상액체류 (Fig. 7 과 Fig. 8 내의 그림 a) 의 경우 반경방향 가중함수는 전극면 ($z^*=z/R=2$) 에 대하여 반대칭이다. 이 그림 a 에서 수평방향의 반대칭선이 전류 정제선이 된다. 이 곳에서는 반경방향의 액체속도가 출력에 아무 영향을 주지 못한다. 반경방향 가중함수는 축방향 가중함수보다 전극 주변으로 집중되어있어서 유로 벽에서 떨어져 있는 곳에서의 반경방향 액체속도는 출력에 큰 영향을 미치지 못한다.

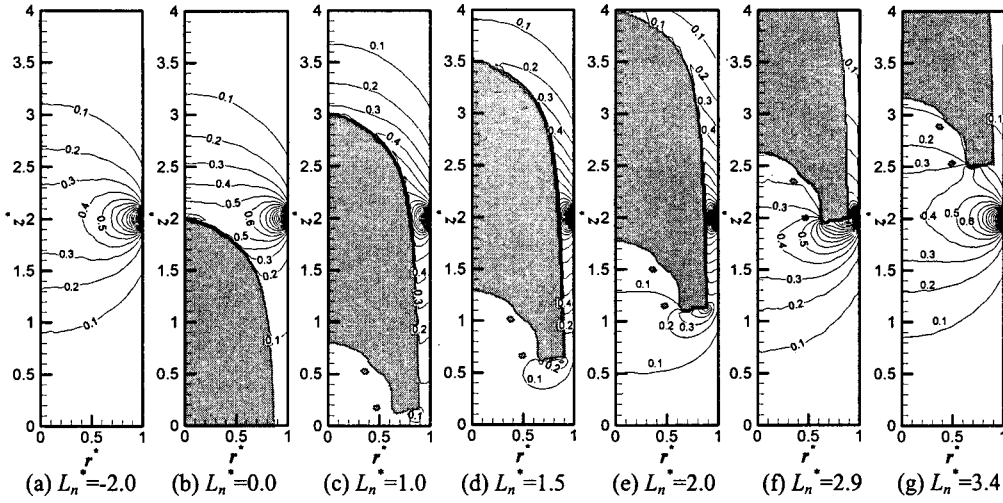


Fig. 6 Contour plots of the normalized axial weight function $W_z(r, z)/B$ (short bubble): contours are advanced by 0.1

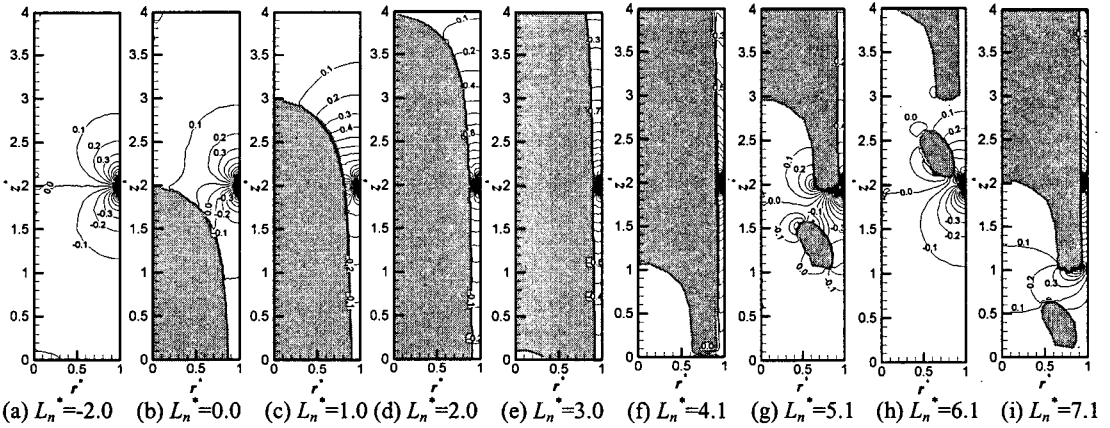


Fig. 7 Contour plots of the normalized radial weight function $W_r(r, z)/B$ (long bubble): contours are advanced by 0.1

테일러 기포에서 충분히 떨어진 후류영역이 전극면으로 다가올수록 반경방향의 가중함수 역시 단상액체류의 경우로 근접 하였다.

식 (7)의 가중밀도함수 $p(z^*)$ 와 식 (9)의 반경방향으로 가중된 축방향속도 $\bar{v}_z(z^*)$, 상승하는 슬러그 기포에 대한 액체단면평균속도 $v_{mTP}(z^*)$ 를 길고 짧은 테일러 기포에 대하여 각각 Fig. 9와 Fig. 10에 나타내었으며 모두 단상액체류의 경우($L_n^*=2.0$)와 비교하였다. 슬러그류에서 가상전류의 우회로 말미암아 액체 슬러그에서 축방향 가중밀도함수가 증가되고 액막에서는 감소됨을 단상액체류의

결과와 비교해 볼 때 알 수 있다. $p(z^*)$ 의 급격한 변화는 기포의 선단(nose)과 꼬리 및 전극위치와 일치하고 있다. 전자기유량계의 유효크기보다 작은 짧은 기포의 경우 기포의 선단과 꼬리위치가 Fig. 10(b)에 나타낸 것처럼 유량계 유효영역내에 동시에 들어오는 경우 $p(z^*)$ 의 기울기의 급격한 변화가 세 지점에서 나타났다.

식 (9)에서 사용된 속도는 식 (29)와 식 (30)에 의해 전술한 바와 같은 보간법을 사용하여 구한 값이다. Fig. 9(b)와 Fig. 10(b)에서, 반경방향으로 가중된 속도 $\bar{v}_z(z^*)$ 의 크기가 전극위치($z^*=2$)를 제

외한 액막의 영역에서 액체단면평균속도 $v_{mTP}(z^*)$ 보다 약간 작게 나타났다. 이는 전극면에서 멀리 떨어진 영역에서는 축방향 가중함수의 반경방향 분포가 기-액 경계면에서 최대값을 보이고, 전극면에 가까울수록 최대값이 나타나는 위치는 관벽 쪽으로 이동되기 때문이다. 그러나 액막영역 내의 $v_{mTP}(z^*)$ 의 최대값에 대한 $\bar{v}_z(z^*)$ 사이의 편차에 제곱평균의 제곱근(r.m.s.)은 2.5% 이내로 나타났다.

가상전류의 우회정도는 액체 슬러그 구간에서의 축방향 가중밀도함수가 전체에 대하여 차지하는 비율 $\eta_p(L_n^*)$ 로 가늠되어 진다. 이는 아래와 같이 표시된다.

$$\eta_p = \frac{\int_{\Omega_s} p(z^*) dz^*}{\int_{-\infty}^{\infty} p(z^*) dz^*} = \int_{\Omega_s} p(z^*) dz^* \quad (31)$$

여기서 Ω_s 는 축방향 단상 액체류의 영역을 의미한다.

액체 슬러그 구간에서의 축방향 가중밀도함수가 차지하는 비율 $\eta_p(L_n^*)$ 은 Fig. 11에서 보는 바와 같다. 전자기유량계는 출력신호에 영향을 주는 전극의 위치에서 $\pm 4R$ 의 유효크기를 갖고 있다. 따라서, 선단부 모양이 같은 서로 다른 두 기포가 어느 정도 전극위치로 접근하기까지는, 전자기유량

계가 매 순간 같은 상황을 인식하게 되며 또한 기포길이를 알 수가 없기 때문에 $\eta_p(L_n^*)$ 의 감소패턴은 같게 나타난다. 그러나 유량계 유효영역보다 짧은 기포의 경우 기포길이에 따른 $\eta_p(L_n^*)$ 의 감소패턴에서 상승패턴으로 바뀌는 위치가 존재(본 연구에서의 짧은 기포의 경우 $L_n^* \approx 1$) 하였다. $\eta_p(L_n^*)$ 의 증가패턴은 슬러그기포 꼬리와 작은 기포들이 존재하는 부분에서 기공율의 미소한 차이가 존재할지라도 매우 유사하게 나타났다.

그리고 식 (8)의 $q(z^*)$ 과 식 (10)의 $\bar{v}_r(z^*)$ 을 구하기 위하여도 전술한 바와 유사한 방법으로 반경방향의 가중함수를 계산하였으나, 본 논문에서는 생략하도록 한다.

보다 정확한 시간평균 액체유량을 측정하기 위하여서는 적절한 국소화계수 값이 요구된다. Figs. 12(a), (b)에 식 (6)을 이용하여 반경방향 속도성분 $\bar{v}_r(z^*)$ 을 고려될 경우와 고려되지 않을 경우의 길고 짧은 기포에 대하여 기포위치에 따른 국소화계수값을 나타내었다. 테일러 기포가 상승함에 따라 $L_n^* \leq L_b^* - L_z^*/2$ 일 경우에는 길고 짧은 기포의 경우 모두 거의 일정한 국소화계수값을 가지며, 기포꼬리 끝부분이 전극면에 도달할 경우(긴 기포와 짧은기포의 경우 각각 $L_n^* = 6.1, 2.9$ 에 해당) 국소화계수가 최대에 도달하였다. 이후 액체슬러그 영역에서 국소화계수값이 급격히 떨어짐을 알 수 있었다. Ahn 등⁽¹⁾의 연구결과에 의하

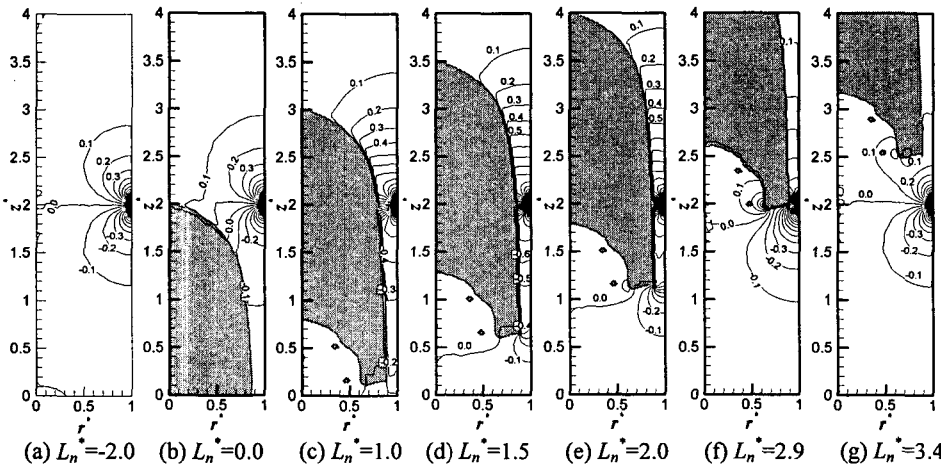


Fig. 8 Contour plots of the normalized radial weight function $W_r(r, z) / B$ (short bubble): contours are advanced by 0.1

면 단상액체류와 액막두께가 일정한 환상류의 경우 국소화계수는 1 이다. 하지만, 슬러그류의 경우 유량계 유효영역내에서 연속적인 액막두께의 변화와 완전히 발달되지 않은 가속유동특성에 의하여 국소화계수가 1 보다 크게 나타남을 알 수 있었다.

따라서 Mi⁽⁴⁾의 연구에서와 같이 슬러그류 분해법 적용시 $\chi = 1$ 로 가정할 할 경우 속도추정치에 오차를 발생시키게 되며, 특히 기포 꼬리부근에서 큰 오차를 만나게 된다. 기포가 전자기 유량계의 유효크기보다 길고 $L_z^*/2 \leq L_n^* \leq L_b^* - L_z^*/2$ 의 경우에 χ 값은 1.3 으로 나타났다. 한편, 긴 기포의 경우 χ

의 최대치는 짧은 기포에 비해 작게 나타났다.

이는 Fig. 9(c)와 Fig. 10(c)에 나타난 것처럼 짧은 기포의 경우에 액막속도의 증가속도가 좀 더 빠르기 때문이다. Fig. 12 로부터 반경방향의 속도는 L_n^* 이 작은 경우(기포 선단부가 전극위치에 접근한 경우)로 반경방향의 속도가 비교적 큼일지라도 국소화 계수에 거의 영향이 없음을 알 수 있다. 만약 액체의 걸보기속도가 클 경우 기포 선단부의 반경방향 속도영향은 무시할 정도로 상대적으로 작다.

전류형식 전자기유량계를 보정하기 위해서는 유동형태함수 f 를 미리 알아야 한다. 본 연구의 임피던스 스펙트로스코피(impedance spectroscopy) 실

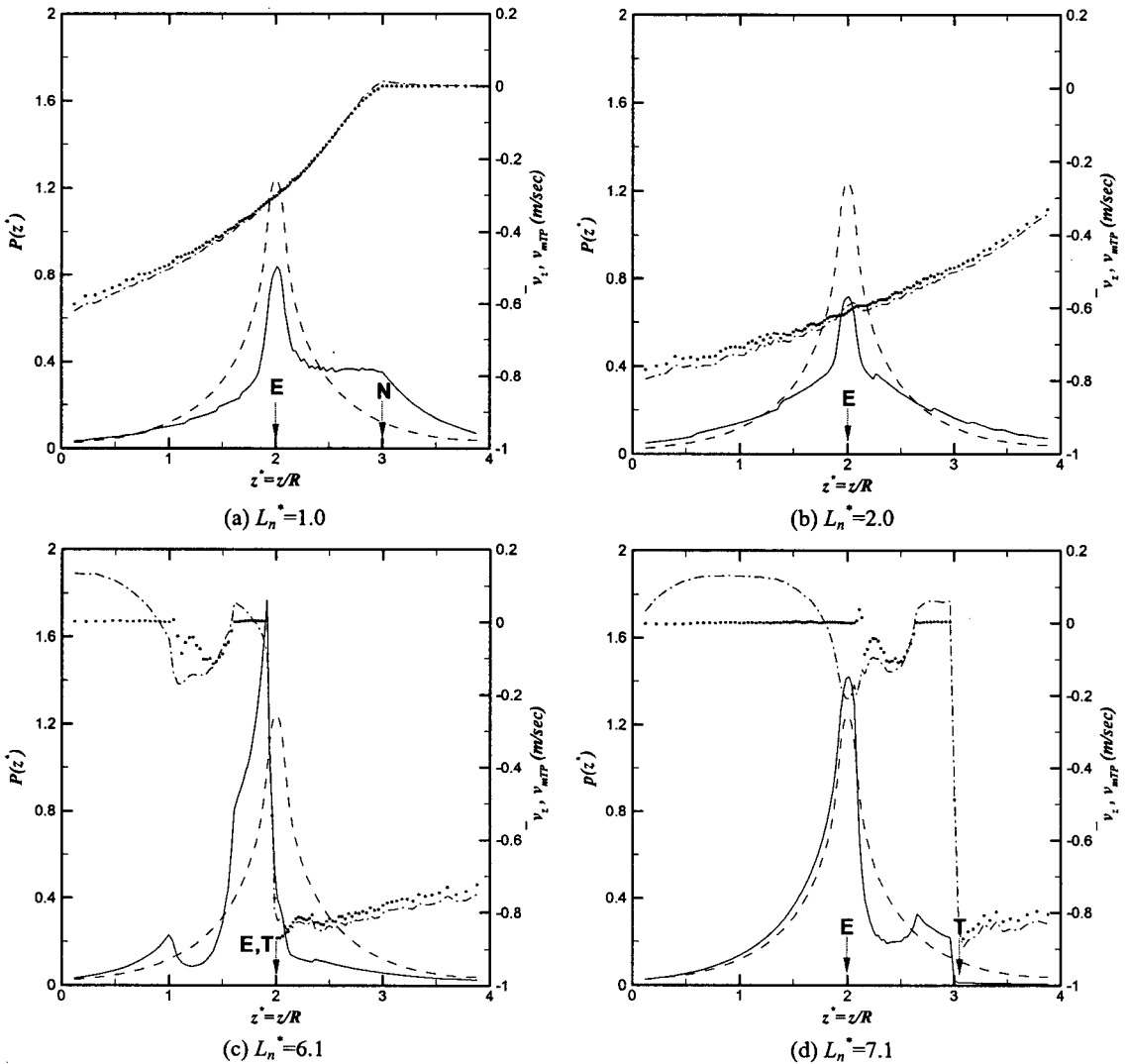


Fig. 9 Axial weight density function and liquid mean velocity profiles (long bubble): —, $P(z^*)$ for slug flow cases; —, $P(z^*)$ for single phase flow case ($L_n^* = -2.0$); - - -, $\bar{v}_z(z^*)$; ···, $v_{mfp}(z^*)$, (E: electrode, T: Tail, N: Nose)

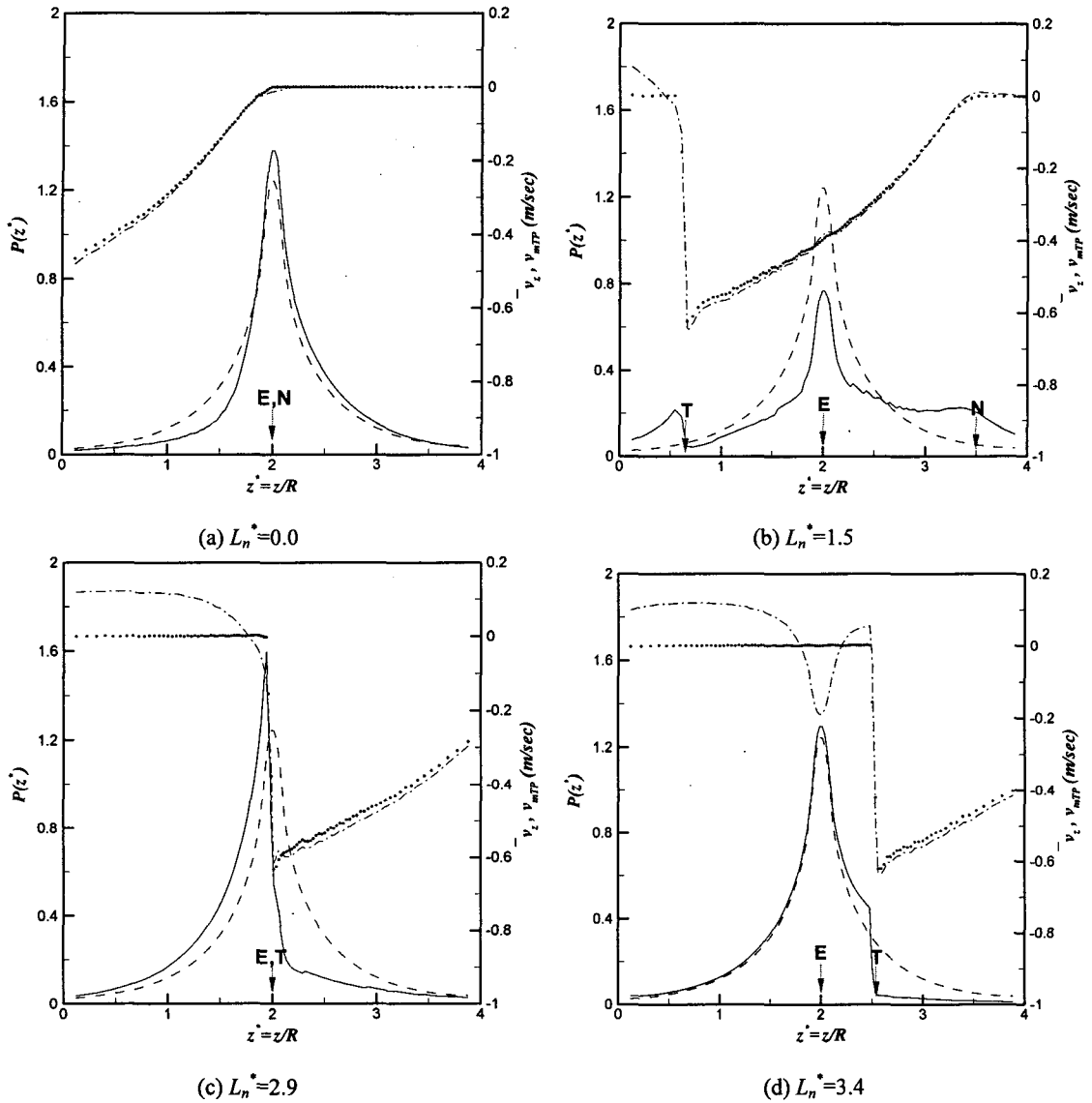


Fig. 10 Axial weight density function and liquid mean velocity profiles (short bubble): —, $P(z^*)$ for slug flow cases; ---, $P(z^*)$ for single phase flow case ($L_n^* = -2.0$); - - - - , $\bar{v}_z(z^*)$; ····, $v_{mTP}(z^*)$, (E: electrode, T: Tail, N: Nose)

험 및 계산으로부터 얻어진 두 전극 사이의 가상 포텐셜 차이로부터 유동패턴함수를 Fig. 13 에 나타내었는데 실험 및 계산 결과가 잘 일치함을 알 수 있었다.

유동패턴함수를 구하기 위하여 두 전극사이의 유체저항 측정에 사용된 장비는 Princeton Applied Research VMP2/Z 이었다. Fig. 14 는 실험 개념도를 보여 주고 있다. 두 개의 직경 2 mm 백금전극이 직경 25.4 mm 도관내벽에 설치되었으며, 정밀가공된 두 개의 아크릴 재질의 가상 기포들로 기체코

어를 모사하였다. 세라믹 봉을 사용하여 가상기포를 도관 중심에 위치시켰다. 백금-수도물 시스템의 임피던스를 측정하기 위하여 DC 바이어스 없는 5 mV 정현파를 VMP2/Z 에서 인가하였다.

임피던스가 온도에 민감한 값(1 °C 온도 증가는 2.5%의 전기전도도 증가를 야기시킴)이므로 측정시 분위기 온도를 11.6±0.6 °C 로 유지시켰다. 1000 Hz 이상(실제의 응용에서는 코일의 자화주파수에 해당함)에서 리액턴스 성분이 사라지고 저항성분만 존재함을 알 수 있는데 이는 Fig. 15 의 보데선

도(Bode plot)에서 잘 보여주고 있다. 단상($L_n^* = -2.0$) 및 L_n^* 이 5.25 인 슬러그류에서는 수도물의 저항이 11.6 °C 에서 각각 70.1 K Ω 과 150.2 K Ω 이었고, 이로부터 유동패턴함수가 측정되었다.

Fig. 13 으로부터 유동패턴함수는 무차원 기포선 단위치 L_n^* 의 함수로 볼 수 있다. $L_n^* < 0$ 이거나 $L_n^* > L_b^* + 0.5$ 일 때 유동패턴함수는 거의 1 을 가진다. 따라서, 전류형식 유량계입장에서 볼 때 $L_n^* < 0$ 이거나 $L_n^* > L_b^* + 0.5$ 의 경우를 단상액체류로 간주하여도 무방함을 알 수 있다. $\eta_p(L_n^*)$ 에서와 같은 이유로 길고 짧은 기포의 경우 모두 유동형태함수 f

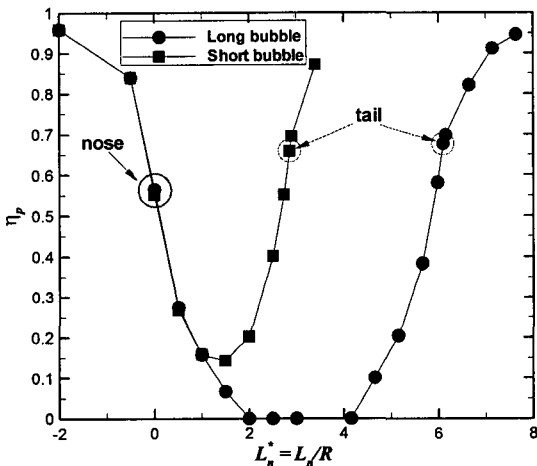
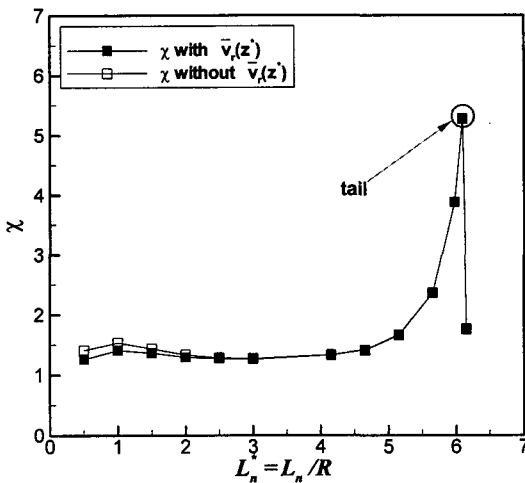


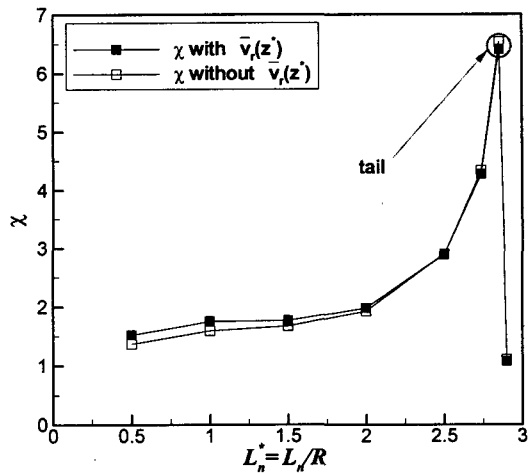
Fig. 11 Plot of the single phase contribution on $P(z)$, $\eta_p(L_n^*)$ with respect to the bubble location L_n

의 증가패턴이 동일함을 알 수 있다. 비록 기포꼬리 부분의 기공율과 기포후류의 작은 기포들에 의한 두 기포간의 유동패턴함수 f 에 약간의 차이는 보이지만 전반적인 감소패턴 또한 두 기포 모두 유사하게 나타났다. 유동패턴 함수 f 의 최대값은 긴 기포의 경우 $L_n^* = 4.66$ 에서 2.22, 짧은 기포의 경우 경우 $L_n^* = 2.0$ 에서 1.53 으로 나타났다. 전자기유량계 유효영역보다 긴 기포의 경우 유동패턴 함수 f 의 최대값은 기포꼬리의 끝단부가 전자기유량계 유효영역의 하단부에 도달하였을 때 나타났으며, 유량계 유효영역보다 짧은 기포의 경우 기포길이의 50% 이상(본 연구의 짧은 기포의 경우에는 69%)이 전극면을 통과하였을 때 유동패턴 함수 f 의 최대값이 나타났다. 유동패턴함수는 상승하는 테일러 기포에 대한 전극위치에서의 무차원액막두께 δ^* 와 무차원 기포선단위치 L_n^* 의 함수로 볼 수 있다.

Fig. 16(a), (b)에 두 가지 테일러 기포에 대한 f 의 계산 결과치를 환상류의 경우 Ahn 등⁽¹⁾ 에 의해서 제시된 실험 및 계산치와 비교하여 나타내었다. Fig. 16(a), (b)는 동일한 액막두께에 대하여 슬러그류 대신 환상류의 f 값을 사용할 경우 발생할 오차를 보여주고 있으며, 길고 짧은 두 기포에 대한 유동패턴함수의 최대치는 각각 무차원 액막두께 δ^* 이 0.079, 0.115 에서 발생하였다. 무차원 액막두께가 0.3 보다 클 경우 유동패턴함수는 두 기포공히 거의 1 의 값을 가지는데 이는 전극에서의 가상포텐셜이 전극에서 멀어질수록 급히 감소하여



(a) Long bubble



(b) Short bubble

Fig. 12 Plot of the localization parameter with respect to the bubble location, L_n^*

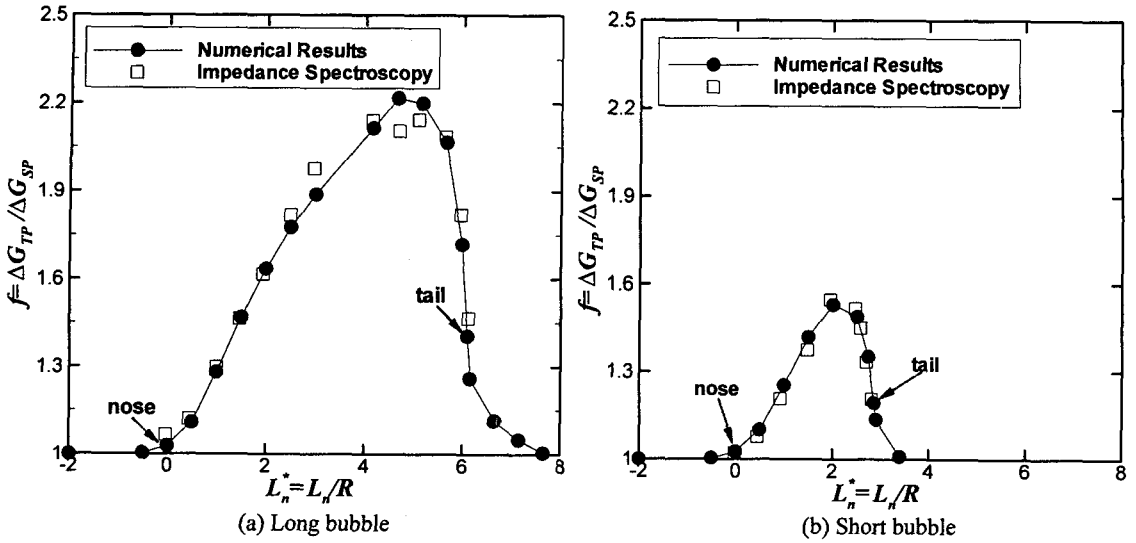


Fig. 13 Flow pattern coefficient f as a function of the bubble location L_n^*

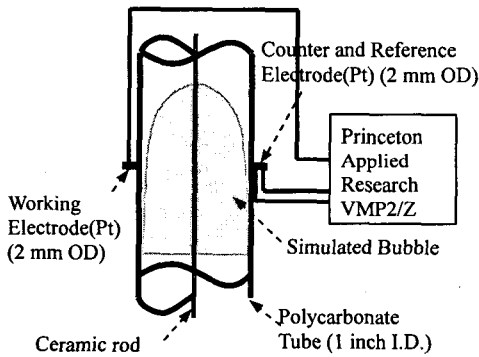


Fig. 14 Schematic diagram for impedance spectroscopy

전극 포텐셜이 도관중심부에 위치한 장애물에 의해 영향에 의해 교란되지 않기 때문이다. 무차원 액막두께가 0.3 보다 클 경우에 슬러그류를 환상류로 간주시 유동패턴함수의 편차는 두 가지 기포 공히 3% 이내였다. 반면 f 가 최대로 되는 경우 즉 무차원 액막두께가 긴 기포에 대하여 0.079 보다 크고 짧은 기포에 대하여 0.115 보다 클 경우에 슬러그류를 환상류로 간주한다면 유동패턴함수의 편차는 각각 7.4%와 4.8% 로 나타났다. 무차원액막두께가, f 값이 최대가 되는 무차원 액막두께 즉, 임계 무차원 액막두께보다 감소할 경우 유동패턴함수는 급격히 감소하였다. 이는 전극면에서는 비록 액막이 존재하지만 유량계 유효영역의 하단부에는 액체슬러그가 존재하여 많은 양의 가상전류

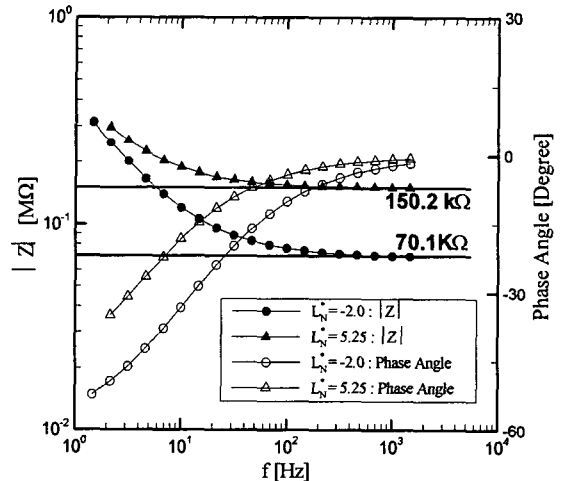


Fig. 15 Bode plot from impedance spectroscopy of tap water(11.6 °C)

가 액체슬러그를 통하여 흘러가기 때문이다. 이 경우 Fig. 16(a), (b)에서처럼 슬러그류와 환상류사이의 유동패턴함수의 편차가 급격히 증가된다.

Fig. 17 은 시간에 따른 보정이 안된 전류형식 전자기유량계의 출력신호 [식 (5)]와 전극단면에서의 액상의 평균속도를 보여주는 그림이다. Fig. 17로부터 보정 인자인 유동패턴함수와 국소화계수를 무시할 경우, 슬러그류에 대한 액체의 단면평균속도계측에 전류형식 전자기유량계 적용시 상당한 오차가 유발됨을 예측할 수 있다.

따라서, 각 유동양식별로 유동패턴함수와 국소

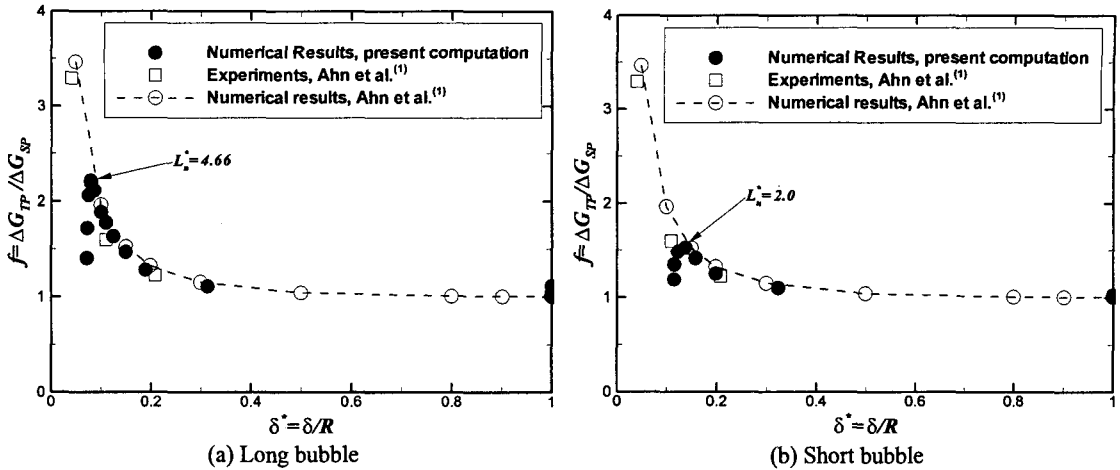


Fig. 16 Flow pattern coefficient f as a function of the non-dimensionalized film thickness δ^*

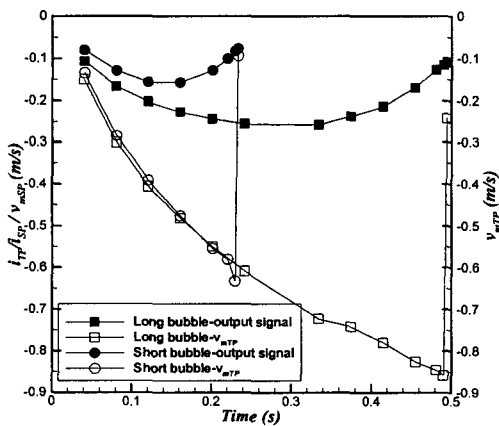


Fig. 17 Normalized output signal, $\frac{i_{TP} \cdot v_{mSP}}{i_{SP}}$ or $\frac{v_{mTP}}{f \cdot \chi}$ for a current-sensing flowmeter

화계수를 구하고 출력신호의 보정을 행하는 것은 매우 중요한 일이 되며, 이를 위해 기공을 및 기포의 위치에 대한 정보가 임피던스미터 등에 의해 제공되어야 한다.

3. 결론

수직관내 슬러그 유동에 대하여 전류형식 전자기유량계 이론적응을 통한 슬러그류 2 상유동에서 전류형식 전자기유량계의 출력신호를 수치모사하여 예측 및 보정하였다.

이로부터 슬러그 유동에 대한 전류형식 전자기

유량계의 보정과정을 단순화 하기 위하여, 계산된 유동패턴 함수 f 는 무차원 액막두께 δ^* 와 무차원 기포선단위치 L_n^* 의 함수로 나타났다. 슬러그 유동에 대한 유동패턴 함수는 $\delta^* > 0.3$ 이거나 $L_n^* < 0$ 또는 $L_n^* > L_b^* + 0.5$ 일 때 거의 1의 값을 가지고 이는 유량계 유효영역에 존재하는 기포의 영향이 출력에 거의 영향을 미치지 않아 단상액체류로 간주할 수 있음을 의미한다.

슬러그 유동의 후류가 유량계 유효영역으로 유동하기 전 또는 유동패턴 함수 f 가 최대로 되기 이전에는 유동패턴 함수 결정시 슬러그 유동을 환상유동으로 간주할 수 있으며, 이때 발생하는 유동패턴 함수의 편차는 긴 기포에 대하여 7.4% 그리고 짧은 기포에 대하여는 4.8%로 나타났다.

슬러그 유동과 같이 완전발달 유동이 아닌 경우 야기되는 유량측정오차를 줄이고자 국소화계수 χ 을 도입하였으며, 국소화계수 값은 전극위치에 대한 무차원 기포선단위치의 함수로 나타났다. 국소화 계수 값은 유량계 유효영역보다 긴 기포의 경우 $L_n^* \leq L_b^* - L_n^*/2$ 일 때 약 1.3의 일정한 값을 가지며, 기포꼬리 끝부분이 전극면에 도달할 경우 국소화 계수가 최대값에 도달하였다. 이는 슬러그류에서 가상전류의 우회 및 축(z)방향 액상속도의 급격한 변화에 기인한 것이다.

후기

본 연구는 과학기술부의 국가지정연구실 사업 및 교육부의 두뇌한국 21 사업의 지원을 받아 수행되었으며 이에 감사 드립니다.

참고문헌

- (1) Ahn, Y. C., Oh, B.D. and Kim, M.H., 2003, "Theory of a Current-Type Electromagnetic Flowmeter for Two-Phase Flow and Numerical Computation of the 3D Virtual Potential Distributions for Annular Flow," *Transactions of the KSME*, B, Vol. 27, No. 6, pp. 714~725.
- (2) Cha, J. E., Ahn, Y.C., Seo, K.W. and Kim, M.H., 2002, "Flow Measurement in Bubbly and Slug Flow Regimes Using the Electromagnetic Flowmeter Developed," *Transactions of the KSME*, B, Vol. 26, No. 11, pp. 1559~1569.
- (3) Knoll, K.E., 1991, "Investigation of an Electromagnetic Flowmeter for Gas Liquid Two-Phase Flow Measurement," *Trans. of the ANS*, Vol. 64, pp. 720~721.
- (4) Mi, Y., 1998, "Two-Phase Flow Characterization Based on Advanced Instrumentation, Neural Networks, and Mathematical Modeling," Ph.D. Dissertation, Purdue Univ., USA.
- (5) Tsiknakis, E., 1988, "Novel Excitation Waveforms and Signal Processing for Electromagnetic Flowmetering," Ph.D. Dissertation, University of Bradford, UK.
- (6) Ahn, Y.C., Oh, B.D. and Kim, M.H., 2003, "An Advanced Electromagnetic Flowmetry for Two-Phase Flow (KL-13; Keynote lecture)," *Proceedings of the 10th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics*, Seoul, Korea, Oct. 5~11.
- (7) Mi, Y., Ishii, M. and Tsoukalas, L.H., 2001, "Investigation of Vertical Slug Flow with Advanced Two-Phase Flow Instrumentation," *Nuclear Eng. Des.*, Vol. 204, pp. 69~85.
- (8) Yang, H.Q. and Przekwas, A.J., 1998, "Computational Modeling of Microfluid Devices with Free Surface Devices with Free Surface Liquid Handling," CFDR, PA-98-11.
- (9) DeJesus, J.M., 1997, "An Experimental and Numerical Investigation of Two-Phase Slug Flow in a Vertical Tube," Ph.D. Dissertation, Univ. of Toronto, Canada.
- (10) Anglart, H., 2001, "Mechanistic Modeling of Slug Flows," Ph.D. Dissertation, Rensselaer Polytechnic Institute, USA.
- (11) DeJesus, J.M., Ahmad, W. and Kawaji, M., 1995, "Experimental Study of Flow Structure in Vertical Slug Flow," *Advances in Multiphase Flow*, Elsevier, Amsterdam, pp. 105~118.
- (12) Kawaji, M., DeJesus, J.M. and Tudose, G., 1996, "Investigation of Flow Structures in Vertical Slug Flow," *Proceedings of The Japan U.S. Seminar on Two-Phase Flow Dynamics*, Fukota, Japan.
- (13) Mao, Z.S. and Dukler, A.E., 1991, "The Motion of Taylor Bubbles in Vertical Tubes II. Experimental Data and Simulations for Laminar and Turbulent Flow," *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 46, pp. 2055~2064.
- (14) White, E.T. and Beardmore, R.H., 1962, "The Velocity of Rise of Single Cylindrical Air Bubbles Through Liquids Contained in Vertical Tubes," *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 17, pp. 351~361.
- (15) Bevir, M.K., 1970, "The Theory of Induced Voltage Electromagnetic Flowmeters," *J. Fluid Mech.*, Part 3, Vol. 43, 577~590.