

2 상류용 전류형식 전자기유량계 이론 및 환상류에서의 3 차원 가상포텐셜 분포의 수치적 계산

안예찬[†] · 오병도^{*} · 김무환^{**}

(2002년 10월 7일 접수, 2003년 4월 18일 심사완료)

Theory of a Current-Type Electromagnetic Flowmeter for Two-Phase Flow and Numerical Computation of the 3D Virtual Potential Distributions for Annular Flow

Yeh-Chan Ahn, Byung Do Oh and Moo Hwan Kim

Key Words : Current-Type Electromagnetic Flowmeter(전류형식 전자기유량계), High Temporal Resolution(고시간분해능), Virtual Potential Distribution(가상포텐셜분포), Annular Flow(환상류), Film Velocity(액막속도), Weight Function(가중함수), Impedance Spectroscopy(임피던스스펙트로스코피)

Abstract

The theory of the current-type electromagnetic flowmeter for a high temporal resolution was developed for two-phase flow measurements. To predict the output of the current-type flowmeter, the three-dimensional virtual potential distribution G and the newly introduced flow pattern coefficient f were derived and computed. The output of flowmeter depends on the liquid conductivity (sensitive to temperature) and flow configurations of the two-phase flow with the sinusoidal excitation over 100 Hz. The flow pattern coefficient was specially devised to separate the dependency on the flow configuration of the two-phase flow from that on the liquid conductivity which can be expressed with the calibration of single-phase flow. Using the finite difference method, the three-dimensional virtual potential distributions were computed for the electrode of finite size. By taking derivative of the virtual potential, the weight functions were evaluated and compared with existing analytic series solution for the point-electrode. There was a reasonable correspondence between the present and existing results. In addition, the flow pattern coefficients were evaluated for annular flows with various film thicknesses, and compared with the experimental results by the impedance spectroscopy. The numerical results agreed well with the experimental data.

기호설명

B : 자속밀도
B : **B**의 x 방향 성분
E : 전기장
E(θ, z): 전극에서의 평활화된 경계조건
F : 자속밀도와 관련된 포텐셜

f : 유동패턴함수
G : 가상포텐셜
 ΔG : 두 전극 사이의 가상포텐셜 차이
 h_z^2 : 축방향(z) 격자간격
i : 유량계 출력 전류
j : 유체를 정지시킨 상태에서 전극으로 단위 전류를 흘릴 때 유체에 발생하는 가상전류밀도
 j_y : **j**의 y 방향 성분
 L_e : 전극의 각 변 길이
 L_z : 축방향(z) 계산공간 길이

[†] 책임저자, 회원, 포항공과대학교 기계공학과
 E-mail : ayc@postech.ac.kr
 TEL : (054)279-2840 FAX : (054)279-3199

^{*} 회원, 포항공과대학교 기계공학과

^{**} 회원, 포항공과대학교 기계공학과

- N_r, N_θ, N_z : 각 방향 격자 개수
- Q_i : 액체유량
- R : 도관 반경
- R_i : 기체코어 반경
- Δt : 가상 시간스텝
- U : 포텐셜
- ΔU : 두 전극 사이의 포텐셜 차이
- v : 유속
- v_m : 액상평균속도
- v_z : v 의 z 방향 성분
- W : 가중벡터 ($B \times j$)
- W_z : W 의 z 방향 성분
- $W(r, \theta)$: 직선가중함수
- $W'(r)$: 축대칭가중함수
- $\alpha_r, \alpha_\theta, \alpha_z$: 각 방향의 탄력인자
- β : 퍼짐인자
- δ : 무차원 액막두께
- ϵ : 기공률
- σ : 액체의 전기전도도
- τ : 적분부피

참치자

- n : 가상 시간스텝 인자

하치자

- i, j, k : 공간격자 인자
- SP: 단상
- TP: 2 상

1. 서론

전자기유량계는 산업계에서 단상액체의 평균속도를 정확히 측정해주고 있으며 압력강하가 없고 반응속도가 빨라 기액 2 상류에서 액상의 유량만을 측정하려는 시도가 계속되고 있다. 전자기유량계와 관련된 자기장, 전기장, 유동의 배치는 Fig.1 과 같다.

전자기유량계는 측정하는 신호에 따라 전압형식과 전류형식으로 나눌 수 있는데, 대부분의 상용 전자기유량계는 두 전극사이의 임피던스에 의존하지 않는 전압형식이다.

전자기유량계의 설계 시 가장 어려운 점 중의 하나는 잡음대신호비가 매우 낮다는 것이다. 교류 자기장을 사용하는 전자기유량계와 관련된 잡음으로는 자체유도기전력과 전력누설잡음이 대표적이다. 자체유도기전력을 제거하기 위하여 주로 '연속동기제거기술(continuous synchronous reduction technique)'이 사용되고 있다.

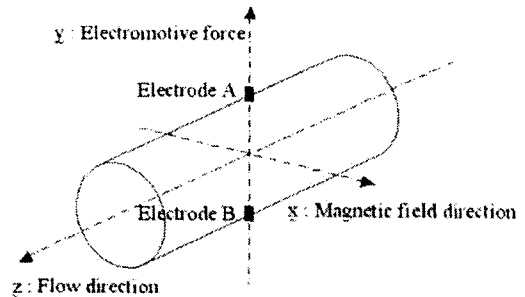


Fig. 1 Configuration of electromagnetic flowmeter

한편 전력누설잡음을 제거하기 위해서 기존의 전압형식 전자기유량계에서는 저주파 여자법을 사용하여왔다. 이는 고주파 사용 시 심각한 전력누설잡음이 발생하기 때문이다. 그러나 빠른 응답성이 요구되는 기액 2 상류 측정용으로 사용되기 위해서는 고주파 여자법이 필수적이다. 따라서 본 연구에서는 전력누설잡음에 강해 빠른 응답성을 보장하는 전류형식 전자기유량계를 제안하고 그 이론을 개발하였다.

전압형식 유량계 이론은 Shercliff⁽¹⁾에 의해 개발되었는데 도관 단면 각 부분에서의 유체속도가 출력에 미치는 정도를 나타내는 가중함수(weight function)를 제안하였고 단상액체류에서 함수형태를 계산하였다. Bevir⁽²⁾는 가중함수의 개념을 3 차원으로 확장시킨 가중벡터 $W=B \times j$ 의 개념을 가상 전류밀도 j 를 도입하여 제안하였다. 가상전류방법을 사용하여 O'Sullivan 과 Wyatt⁽³⁾는 직선유동 하에서 전극 개수, 크기, 모양을 바꾸면서 직선가중함수(rectilinear weight function)를 계산하였다.

Wyatt⁽⁴⁾는 2 차원방정식을 이용해 단상 및 환상류에서 점전극의 직선가중함수를 급수해(series solution) 형태로 계산하였다. Zhang⁽⁵⁾은 이심도(eccentricity)를 가진 또는 가지지 않은 2 차원 환상공간에서 직선가중함수를 급수해 형태로 제시하여 상분포(phase distribution)의 영향을 고찰하였다. 유한차수를 가진 급수해의 평가오차는 액막두께가 감소할수록 증가하였다. 보통 환상류의 무차원 액막두께는 0.1 보다 작기 때문에 정확한 해를 구하기 위해서는 고차위 급수해가 요구된다. Lim 과 Chung⁽⁶⁾은 주어진 속도장에 대하여 가중함수법을 이용해서 뿐만 아니라 유한차적법을 이용해 유량계 방정식을 직접 풀었다. 이로부터 두 방법의 계산오차를 비교하였고 두 방법의 오차는 계산격자 형태에 크게 의존함을 보였다.

주어진 속도장에 대한 유량계출력을 예측하기 위하여 또는 출력으로부터 속도정보를 얻기 위하여, 이전 연구자들은 전압형식 유량계에 대해 가

중벡터(3D), 직선가중함수(2D), 축대칭가중함수(axisymmetric weight function, 1D)에 관심을 두었다.

이에 비해 다음 장에서 언급될 3 차원 가상포텐셜분포의 계산은 전류형식 유량계에서 매우 유용할 뿐 아니라 가상포텐셜의 그레디언트를 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 유량계 출력을 예측할 수 있는데 이는 유량계 이론이 완전발달된 직선유동(또는 축대칭유동)에 국한되지 않음을 말해준다. 예를 들어 전자기유량계를 이용해서, 큰 가감속이 존재하는 2 상슬러그류에서의 액체속도도 측정할 수 있다.

또 다음 장에서 소개될 전류형식 유량계에서의 유동패턴함수(flow pattern coefficient)가 3 차원 가상포텐셜분포로부터 계산되어진다. 유동패턴함수는 기액 2 상류의 보정과정을 간단히 하기 위해 제안된 것으로 단상과 2 상에서의 두 전극 사이 액체 저항의 비로 정의된다.

본 연구에서는 기액 2 상류용 전자기유량계를 개발하기 위한 첫 단계로 환상류에서의 3 차원 가상포텐셜분포가 계산되어졌다. 환상류는 발전소 및 에너지공학, 열교환기 등에서 흔히 접할 수 있는 유동양식이다. 또 환상류는 슬러그류의 한 부분⁽⁷⁾이기 때문에 본 연구는 슬러그류와 관련된 추후연구에 기초를 제공한다.

2. 기액 2 상류용 전류형식 전자기유량계

2.1 특징 및 제반기술

전자기유량계와 관련된 대표적인 신호에는 유도기전력, 자체유도기전력,⁽⁸⁾ 전력누설잡음⁽⁹⁾을 들 수 있다. 유도기전력은 유동에 의하여 발생한 기전력이며, 자체유도기전력은 시간에 따라 변하는 자기장 내에 존재하는 전도성 물체(신호선, 작동유체)가 트랜스포머의 2 차측 코일 역할을 하면서 발생하는 기전력이며, 전력누설잡음은 전자석 코일과 신호선 및 작동유체 사이에 존재하는 저항 및 용량결합(resistive and capacitive coupling)에 의하여 전력이 누설되어 발생하는 잡음이다. 그런데 목적신호인 유도기전력 크기는 수 mV 정도인데 반하여 자체유도기전력 및 전력누설잡음은 수 백

mV 정도 되어 전자기유량계의 난점을 형성한다.

단상액체류에 전자기유량계가 응용될 때에는 자체유도기전력이 단순한 잡음에 불과하지만 기액 2 상류에서는 다른 의미를 포함하고 있다. 기액 2 상류에서 신호선에 의한 자체유도기전력은 잡음이고 작동유체에 의한 자체유도기전력은 계속적으로 변하는 기액 2 상류의 형상에 관한 중요한 정보를 포함하고 있다. 따라서 신호선에 의한 자체유도기전력은 제거하고 작동유체에 의한 자체유도기전력은 획득하여야 한다. 한편 작동유체에 의한 자체유도기전력은 유도기전력과 혼합되어 출력되기 때문에 두 신호를 분리하여 기액 2 상류의 형상에 관한 정보와 유속에 관한 정보를 동시에 얻을 수 있도록 하여야 한다.

결국 전자기유량계 시험부가 정지된 단상액체류로 채워져 있을 때 발생한 신호선에 의한 자체유도기전력을 제거하기 위하여 반 자체유도기전력을 생성시켜 자체유도기전력 영점조정을 수행하는 '연속동기제거기술'이 필요하다. 이 기술로는 여러 종류가 있지만 Watanabe⁽¹⁰⁾가 단상액체류에서 사용하기 위하여 개발한 것을 본 연구에서는 기액 2 상류에서의 앞서 언급한 새로운 의미를 부여한 후 사용하였다. 또 작동유체에 의한 자체유도기전력과 유도기전력이 혼합된 신호로부터 각각을 분리해내는 '자기장편집기술(magnetic field editing technique)'이 요구된다. 이 방법은, 자체유도기전력은 자속밀도의 일차미분에 비례하고 유도기전력은 자속밀도 그 자체에 비례함을 이용하여 자기장파형을 편집하는 기술로서 삼각파⁽¹¹⁾ 및 사다리꼴파⁽¹²⁾가 주로 사용된다. 본 연구에서는 두 전극을 포함하는 유로단면에 대해 상하류가 대칭인 환상류의 경우(이 경우에는 작동유체에 의한 자체유도기전력이 출력되지 않는다.)를 다루기 때문에 가장 일반적인 정현파 자기장을 염두에 두었다.

자체유도기전력과 관련된 연속동기제거기술과 자기장편집기술은 전압형식 및 전류형식 전자기유량계에 공히 사용될 수 있어 전류형식 전자기유량계의 특별한 장점이 없지만 전력누설잡음 대책에 있어서는 본 연구에서 제안하는 전류형식 전자기유량계가 월등한 성능을 가지고 있다.

Fig. 2(a)에서 보는 것 같이 전압형식 전자기유량계는 전압을 측정하기 위하여 높은 입력임피던스를 가진 신호처리부를 가지고 있기 때문에 전력누설에 의한 예측불가능한 떠돌이 전류 i_1 과 i_2 가 전극표면에 존재하는 전기이중층과 전도성유체를 각각 통과하여 유체내에 있는 집지로 흘러 들어간다. 따라서 터미널 A 와 F 에는 전기이중층의 접촉 임피던스 및 유체의 저항으로 인하여 전압이 발생한다.

다. 그런데 전류 i_1 을 따라 존재하는 임피던스와 전류 i_2 를 따라 존재하는 임피던스는 일반적으로 같지 않기 때문에 터미널 A 와 F 에 발생한 전압도 서로 같지 않다. 따라서 신호처리부의 공통모드제거(common-mode rejection)에도 불구하고 완전히 상쇄(nulling)되지 않고 전압잡음이 형성된다. 이 때 발생한 전압잡음은 전술한 바와 같이 유도기전력에 비해 매우 큰 값을 가진다. 또 높은 시간분해능을 가진 유량계를 제작하기 위해 자기장 주파수를 증가하면 용량결합이 증가하여 떠돌이 전류 i_1 과 i_2 가 커지고 전압잡음도 심각해진다. 따라서 전압형식 전자기유량계가 빠른 변화를 가진 기액 2상류에 적용되기 위해서는 저항 및 용량결합을 줄이기 위해 특별한 정전기섀딩(electrostatic shielding) 기술이 요구된다.

한편 Fig. 2(b)의 전류형식 전자기유량계는 전류를 측정하기 위하여 매우 낮은 입력임피던스⁽¹³⁾를 가진 신호처리부를 가지고 있기 때문에 예측불가능한 떠돌이 전류 i_1 과 i_2 가 전기이중층 쪽으로 흐르지 않고 신호처리부 쪽으로 흘러가면서 유도기전력에 의한 전류 i_3 와 혼합된다. 이 때 떠돌이 전류 i_1 과 i_2 는 전기이중층의 접촉 임피던스 및 기액 2상류의 형상에 따라 변하는 유체 저항과 무관하고 단지 저항 및 용량결합에만 관련된다.

또 저항 및 용량결합은 전자석 코일과 신호선(또는 작동유체)이 서로 근접해 있기만 하면 상대적 거리에 민감하지 않고 거의 일정한 값을 가진다. 따라서 전류 i_1 과 i_2 는 거의 같은 값을 가지게 되고 전압형식에 비해 서로 상쇄(nulling)될 여지가 많다. 결국 전류형식 전자기유량계는 전압형식보다 전력누설잡음에 강하여 특별한 정전기섀딩 기술이 필요치 않다.

전류형식 전자기유량계에서 특별히 고려할 사항은 유도기전력에 의한 전류 i_3 이 전기이중층의 접촉 임피던스 및 기액 2상류의 형상에 따라 변하는 유체 저항과 관련되어 있다는 것이다. 따라서 유도기전력으로부터 전류형식 전자기유량계의 출력을 예측하기 위해서는 두 전극 사이의 전기이중층들의 접촉 임피던스 및 유체의 저항을 알고 있어야 한다. 접촉 임피던스^(14,15)는 전극의 재질 및 액체의 전기화학적 성질에 민감하고 환상류에서 유체의 저항은 액체의 전기전도도(온도에 민감함)와 유동형태 즉 액막두께의 함수이다.

2.2 전류형식 전자기유량계 방정식

기존의 전압형식 전자기유량계내의 포텐셜분포는 푸아송 방정식(Poisson equation)^(2,16)의 해를 따르고 두 전극간의 포텐셜차이 ΔU 는 다음과 같이 표현된다.

$$\Delta U = \iiint_V \mathbf{v} \cdot \mathbf{W} \, d\tau \tag{1}$$

여기에서 가중벡터 \mathbf{W} 는 자속밀도벡터 \mathbf{B} 와 가상전류밀도 \mathbf{j} 의 외적으로 정의된다 ($\mathbf{W}=\mathbf{B} \times \mathbf{j}$). 두 전극간의 포텐셜차이 ΔU 를 구하기 위하여 식 (1)은 가상상황을 배경으로 하고 있다. 가상상황은 단위 가상전류를 한쪽 전극에 가하고 정지된 유체를 지나 반대쪽 전극으로 흘러나오게 하는 것인데 이 때 시험부내에 발생하는 가상전류밀도분포 \mathbf{j} 를 구하면 가중벡터 \mathbf{W} 를 얻을 수 있다. 그러므로 가상전류밀도 \mathbf{j} 는 전극의 형상, 유량계 도관의 전기적 조건, 기액 2상류의 경우 유동패턴에 관계된다. 유도자기장이 작고 유체의 전기전도도가 균일한 경우에 $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ 와 $\nabla \times \mathbf{j} = \nabla \times (\sigma \mathbf{E}) = 0$ 가 성립하고 따라서 자속밀도 \mathbf{B} 와 가상전류밀도 \mathbf{j} 와 관계된 포텐셜 F 와 G 를 정의할 수 있고 $\nabla^2 F = \nabla^2 G = 0$ 가 성립한다. 여기서 G 를 가상포텐셜이라고 부른다. 한편 식 (1) 양변의 단위는 [V]가 아니라 [VA]임에 유의해야 한다. 이는 좌변에 단위가상전류가 생략되어 있기 때문이다.

환상공간내의 직선유동에 대해서 식 (1)의 부피적분은 식 (2)로, 직선축대칭유동에 대해서는 식

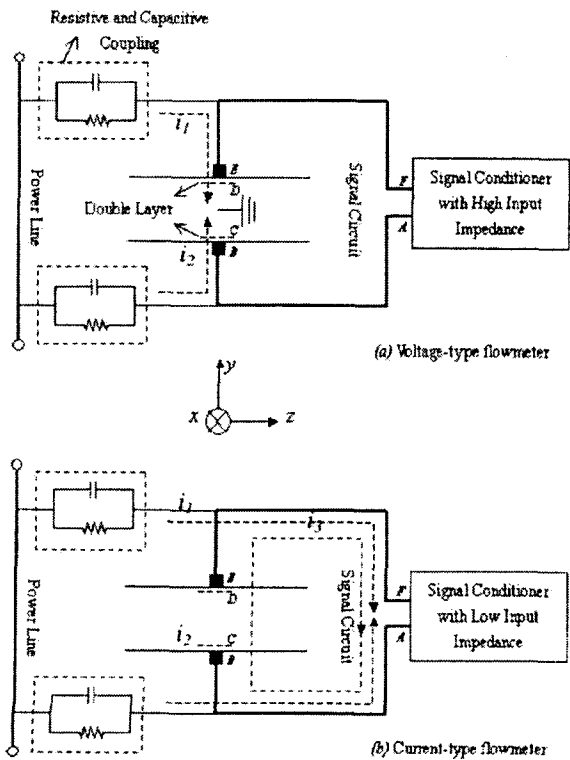


Fig. 2 Voltage-type vs. current-type flowmeter

(3)으로 간단히 적을 수 있다.

$$\iiint_V \mathbf{v} \cdot \mathbf{W} d\tau = \int_0^{2\pi} \int_R^r W(r, \theta) v_z(r, \theta) r dr d\theta \quad (2)$$

$$\iiint_V \mathbf{v} \cdot \mathbf{W} d\tau = 2\pi \int_R^r W'(r) v_z(r) r dr \quad (3)$$

여기서 $W(r, \theta)$ 는 식 (4)와 같이 정의되는 직선가중함수이고 $W'(r)$ 는 식 (5)와 같이 정의되는 축대칭가중함수이다. 또 R 은 도관의 반경, R_i 는 기체코어(gas core)의 반경인데 단상액체류의 경우는 $R_i=0$ 가 된다.

$$W(r, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} W_z dz \quad (4)$$

$$W'(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W(r, \theta) d\theta \quad (5)$$

식 (4)에서 W_z 는 가중벡터 \mathbf{W} 의 z 방향 성분으로서 균일한 횡자기장에서는 $W_z = B j_y$ 이 된다. 한편 조화함수의 평균값정리를 이용하면 균일한 횡자기장 및 점전극에 대해서 축대칭가중함수는 식 (6)과 같이 상수임을 밝힐 수 있다.⁽⁴⁾

$$W'(r) = \text{const} = \frac{2B}{\pi R(1-\epsilon)} \quad (6)$$

여기서 ϵ 은 기공률인데 단상액체류의 경우 $\epsilon=0$ 이다. 식 (3)과 식 (6)으로부터 식 (7)이 성립한다.

$$\iiint_V \mathbf{v} \cdot \mathbf{W} d\tau = \frac{2B}{\pi R(1-\epsilon)} Q_L = 2B v_m R \quad (7)$$

식 (7)에서 Q_L 은 액체의 부피유량이고 v_m 은 액체의 평균유속이다. 식 (7)은 환상류 및 단상액체류에 대해서 유도된 식이지만 기액의 속도가 같은 균일한 기액혼합물로 볼 수 있는 기포류의 경우에도 성립한다.

전류형식 유량계의 경우에도 앞서 소개한 가상상황이 여전히 의미를 가지며 출력전류 i 는 전극 표면에서의 전기이중층에 의한 접촉저항을 무시할 수 있는 영역에서 식 (8)과 같이 표현될 수 있다.

$$i = \iiint_V \mathbf{v} \cdot \mathbf{W} d\tau / \Delta G \quad (8)$$

여기에서 ΔG 는 두 전극에서의 가상포텐셜의 차이를 의미한다. 점전극의 경우는 이 값이 무한대가 되지만 실제상황에서는 매우 작은 단면을 가진 전극이 사용되므로 유한값을 가진다. 전압형식과 비교할 때 식 (8)은 같은 유도기전력 $\iiint_V \mathbf{v} \cdot \mathbf{W} d\tau$

를 포함하고 있고 \mathbf{W} 는 ∇G 와 관련있다. 따라서 가상포텐셜 G 를 계산하면(3 장 참조) 임의의 속도장에 대하여 두가지 형식의 유량계 모두의 출력을 예측할 수 있도록 한다. 전자기유량계 이론은 지금까지 주로 완전발달된 직선축대칭유동에 응용되

어 왔지만 일반적인 기액 2 상류는 이 범주에 들지 않는다. 예를들어 슬러그류에서 액체의 속도는 매우 큰 가속속 현상을 보인다.⁽⁷⁾

직선축대칭유동, 균일한 횡자기장, 매우 작은 단면을 가진 전극의 경우, 식 (8)은 단상액체류에서는 식 (9)와 같이 간단히 할 수 있으며, 환상류와 기액의 속도가 같은 균일한 기액혼합물로 볼 수 있는 기포류에서는 식 (8)을 식 (10)과 같이 표현할 수 있다.

$$i_{SP} = 2B v_{mSP} R / \Delta G_{SP} \quad (9)$$

$$i_{TP} = 2B v_{mTP} R / \Delta G_{TP} \quad (10)$$

여기서 하첨자 SP 는 단상류를, TP 는 2 상류를 의미한다. 한편 식 (10)에 식 (9)를 대입하면 환상류와 기액의 속도가 같은 균일한 기액혼합물로 볼 수 있는 기포류에 대해서 식 (11)을 얻을 수 있다.

$$i_{TP} = \frac{i_{SP}}{v_{mSP}} \frac{\Delta G_{SP}}{\Delta G_{TP}} v_{mTP} = \frac{i_{SP}}{v_{mSP}} \frac{1}{f} v_{mTP} \quad (11)$$

여기서 f 는 유동패턴(환상류의 경우 액막두께)에만 관계 있는 함수이므로 “유동패턴함수”로 정의한다. 유동패턴함수가 단상과 2 상에서의 가상포텐셜차의 비로 정의되어 있으므로 가상포텐셜의 계산은 전류형식 유량계에서 더욱 중요하게 된다. 전류형식 유량계의 출력은 전극표면의 접촉저항을 무시할 수 있을 때 두 전극간의 액체저항(ΔG_{TP})에 관계된다. 그런데 액체저항은 온도에 민감한 액체 전기전도도와 유동패턴의 함수이다. 따라서 유동패턴함수의 도입과 단상액체류의 보정결과와 사용은 출력에 미치는 유동패턴의 영향과 액체 전기전도도의 영향을 분리하여 따로 고려할 수 있도록 해준다. 따라서 유동패턴함수를 도입해서 함수 형태를 미리 계산하는 것을 통해 기액 2 상류에서 액체유량측정을 위한 보정과정이 단순화된다.

환상류에서 전류형식 유량계를 실제적으로 적용시키기 위하여, 사용자는 원하는 작동유체의 온도에 따른 단상보정결과와 액막두께만의 함수인 유동패턴함수 형태를 제조업체로부터 공급받아야 한다. 또 임피던스미터 및 초음파 트랜스듀서를 이용하여 액막두께를 실시간으로 측정함과 동시에 전류형식 유량계의 출력전류를 획득하면 액체의 유량 또는 액막 단면평균속도를 알 수 있다.

3. 3차원 가상포텐셜분포 계산

3.1 지배방정식 및 경계조건

가상포텐셜의 지배방정식을 Fig. 3 과 같은 계산공간에서 원통좌표계로 나타내면 식 (12)와 같다. 지금부터 표시의 편의를 위해 음의 유체 전기전도

도를 곱한 가상포텐셜을 G 로 표기한다.

$$\nabla^2 G = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} G + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} G + \frac{\partial^2}{\partial z^2} G = 0 \quad (12)$$

축방향(z)의 경계조건은, 축방향으로 무한대의 계산공간을 가정하고 전류가 끝 면을 통과하여 지나가지 못하기 때문에 등차노이만조건(homogeneous Neumann condition)이 되어야 한다. 축방향 계산공간의 길이 L_z 는, 충분치 못한 길이로 인해 계산결과가 영향을 받는 일이 없도록 길게 잡았는데 L_z/R 이 4 보다 큰 경우 끝단의 영향 없이 계산을 수행할 수 있었다.

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 대칭면에서는 등차디리크레트조건(homogeneous Dirichlet condition)이 부여되었다. 계산공간의 크기에 비해 매우 작은 전극을 다루고 있기 때문에 잘 알려진 바와 같이 깃스 현상(Gibbs phenomena)이 계산결과를 쉽게 오염시킬 수 있는데, 대칭면에 부여한 등차디리크레트조건과 뒤에 설명할 전극에서의 스텝모양의 평활화(smoothing)된 경계조건으로 인하여 해에 포함되어 있는 의사파동(spurious waves)들이 감쇠하여 없어진다.

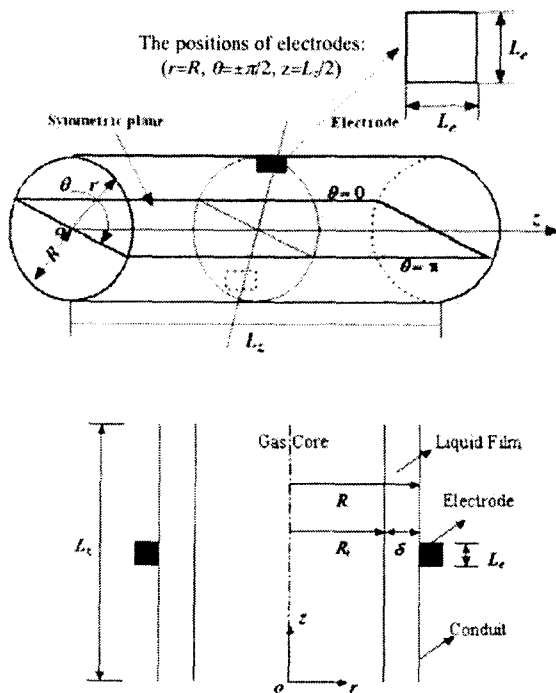


Fig. 3 Schematics for the computational domain

반경방향(r)으로는 전극표면에서 스텝모양의 분포가 노이만조건으로서 인가되어 가상전류를 인가시켰고 전극표면을 제외한 도관내벽 및 환상류의 경우 기액경계면에서 등차노이만조건이 인가되었다. 전극단면 형상은 정사각형이고 한 변의 길이 L_e 는 Fig. 12 의 실험조건과 일치하도록 하기 위하여 $R/6.35$ 로 정하였다.

이상의 경계조건을 식 (13)에서 식 (17)까지 정리하였다.

$$\frac{\partial}{\partial z} G = 0 \quad \text{at } z = 0 \text{ and } z = L_z \quad (13)$$

$$G = 0 \quad \text{at } \theta = 0 \text{ and } \theta = \pi \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} G = E(\theta, z) \quad \text{at } r = R, \text{ on the electrode} \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} G = 0 \quad \text{at } r = R, \text{ otherwise} \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} G = 0 \quad \text{at } r = R_i \quad (17)$$

여기서 R_i 는 기체코어의 반경이므로 단상액체류의 경우 $R_i=0$ 가 되고 이 때는 도관 중심선을 따라 특이점처리가 필요하다. 물리적으로는 중심선이 특이하지 않지만 반경연산자에 $1/r$ 항이 포함되어 있어 특이점 처리가 필요하다. 중심선의 특이성은 중심선에서 격자간격의 반만큼 떨어진 곳에 첫번째 격자점을 두면 피할 수 있다(3.2 절 참조).

3.2 수치해석방법

유한차분법을 사용하였는데 공간상의 이산화로 중앙차분법(central difference scheme)을 적용하였고 대형 행렬의 역행렬을 구하지 않기 위하여 본 문제를 식 (18)과 같이 준비정상(pseudo-unsteady) 문제화하였다.

$$\frac{\partial}{\partial t} G = \frac{1}{r} \delta_r (r \delta_r G) + \frac{1}{r^2} \delta_\theta^2 G + \delta_z^2 G \quad (18)$$

여기서 $\delta_r, \delta_\theta, \delta_z$ 는 r, θ, z 방향의 미분연산자이다. 또 가상적인 시간미분항을 이산화하기 위하여 크랭크-니콜슨의 음해법(implicit method)을 사용하였고 식 (18)은 식 (19)와 같이 분해하였다.

$$\left[\mathbf{I} - \frac{\Delta t}{2r} \delta_r (r \delta_r) \right] \left[\mathbf{I} - \frac{\Delta t}{2r^2} \delta_\theta^2 \right] \left[\mathbf{I} - \frac{\Delta t}{2} \delta_z^2 \right] G^{(n+1)} = \left[\mathbf{I} + \frac{\Delta t}{2} \delta^2 \right] G^{(n)} \quad (19)$$

여기서 $\delta^2 = \frac{1}{r} \delta_r (r \delta_r) + \frac{1}{r^2} \delta_\theta^2 + \delta_z^2$ 이고 위첨자 n 은 가상 시간스텝을 나타낸다. 본 연구에서는 $G^{(n+1)} - G^{(n)}$ 이 10^{-10} 보다 작을 때 $G^{(n)}$ 이 정상상태 해에 도달하였다고 간주하였다. 식 (19)와 같이 분해함으로써 연산자가 분리되고 행렬은 삼중대각행렬(tridiagonal matrix)화 되었다.

더 이상의 근사 없이 노이만 경계조건을 가하

기 위하여, MAC(Marker and Cell) 엇갈림 격자계에서의 압력격자점처럼 반경 및 축방향의 처음과 마지막 격자점들을 경계지점으로부터 격자간격의 반만큼 떨어진 곳에 두었다. 예를들어 축방향의 끝단면에서부터 격자간격의 반만큼 떨어진 곳($k=N_z$)에서 이산화된 방정식의 축방향 요소는 식 (20)과 같아진다.

$$\left[\dots \left[G^{(n+1)} \Big|_{i,j,N_z} - \frac{\Delta t}{(h_{N_z}^2 + h_{N_z-1}^2)} \left(\delta_z G^{(n+1)} \Big|_{i,j,N_z-1/2} - \delta_z G^{(n+1)} \Big|_{i,j,N_z-1/2} \right) \right] \right] = G^{(n)} \Big|_{i,j,N_z} + \dots \quad (20)$$

여기서 i, j, k 는 반경방향, 원주방향, 축방향에 대한 인덱스이고 h_k^z 는 축방향의 격자간격이다. 관호안의 첫째항 $\delta_z G^{(n+1)} \Big|_{i,j,N_z-1/2}$ 은 끝단면에 부여된 노이만경계조건에서부터 바로 결정지어지므로 경계조건을 인가할 때 발생할 수 있는 더 이상의 근사는 필요치 않다.

계산공간형태와 전극을 통해 가해지는 전류의 크기가 결정된 상황에서 해는 전극의 모양에만 의존하는데 이전에 수행된 2 차원 해석적 모사⁽⁵⁾의 경우 점전극이 사용되었고 따라서 델타함수가 경계조건으로 부여되었다. 그러나 유한차분법을 사용할 경우 δ^2 전극은 모사될 수 없고 실험적으로 실현시킬 수도 없으므로 본 연구에서는 매우 작은 면적을 가진 면전극을 사용하였고 그 크기는 실험에서 사용된 것과 같도록 하였는데 전극 각변의

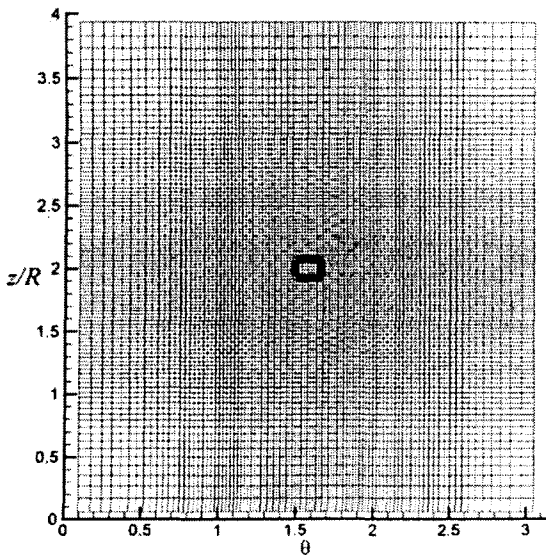


Fig. 4 Plot of the grid system and the electrode shape (presented by the contour whose level denotes magnitude of the current density $E(\theta, z)$ at the boundary) in the θ - z plane ($\alpha_z = \alpha_\theta = 0.9$ and $N_z \times N_\theta = 100 \times 100$)

길이 L_z 는 계산공간의 축방향 길이($L_z/R=4$)의 4%, 원주방향 길이의 5% 였다(Fig. 4 참고).

따라서 전극 주변의 가파른 가상포텐셜 변화를 감지하기 위하여 균등격자계를 사용하면 방대한 격자수가 필요하다. 이 문제를 해소하기 위하여 탄력함수(stretching function)들을 도입하여 격자점들을 도관벽과 전극주위에 밀집되도록 하였다. 반경방향 탄력함수로는 식 (21)과 같은 쌍곡탄젠트함수⁽¹⁷⁾(hyperbolic tangent function)가 사용되었고 원주 및 축방향으로는 식 (22), 식 (23)과 같은 함수가 사용되었다.

$$\frac{r(\xi)}{R} = \frac{1}{\alpha_r} \tanh \left(\frac{\xi}{2} \ln \frac{1+\alpha_r}{1-\alpha_r} \right) \left(\frac{R-R_i}{R} \right) + \frac{R_i}{R} \quad (21)$$

$$\frac{z(\zeta)}{L_z} = \frac{1}{2} \left(1 - \ln \frac{1+\alpha_z(1-2\zeta)}{1-\alpha_z(1-2\zeta)} \right) / \ln \frac{1+\alpha_z}{1-\alpha_z} \quad (22)$$

$$\theta(\eta) = \frac{\pi}{2} \left(1 - \ln \frac{1+\alpha_\theta(1-2\eta)}{1-\alpha_\theta(1-2\eta)} \right) / \ln \frac{1+\alpha_\theta}{1-\alpha_\theta} \quad (23)$$

여기서 $\alpha_r, \alpha_\theta, \alpha_z$ 는 반경방향, 축방향, 원주방향의 탄력인자를 나타내는데 1 에 가까워질수록 전극쪽으로 격자가 촘촘해진다. Fig. 5 와 Fig. 6 은 탄력인자에 대한 전형적인 탄력함수의 모습을 보여주고 있다.

격자 개수의 영향을 살펴보기 위하여 각 방향으로 2 배씩 격자 개수를 $N_r \times N_\theta \times N_z = 100 \times 200 \times 200$ 까지 증가시켜보았는데 가상포텐셜장의 차이가 1%미만이어서 모든 계산에 $N_r \times N_\theta \times N_z = 50 \times 100 \times 100$ 을 적용하였다. 한편 탄력인자들의 영향을 $N_r \times N_\theta \times N_z = 50 \times 100 \times 100$ 격자에서 살펴보았는데 $\alpha_r, \alpha_\theta, \alpha_z$ 모두 0.9 이상일 때 각 해간의 차이는 0.5% 보다 작았다. 따라서 대부분의 계산은 $\alpha_r = 0.95, \alpha_\theta = 0.9, \alpha_z = 0.9$ 에서 수행되었다.

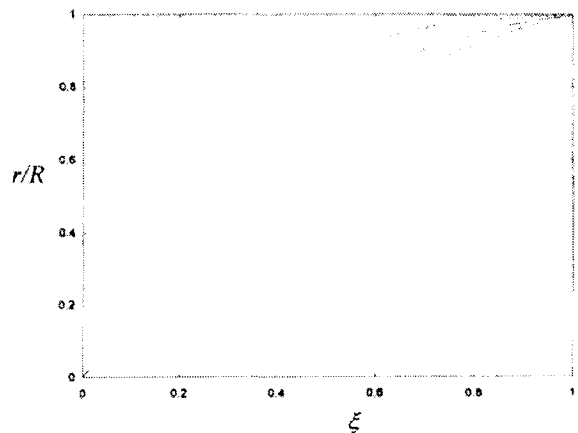


Fig. 5 Stretching function for the radial direction ($R_i=0$): —, $\alpha_r=0.90$; ---, $\alpha_r=0.95$; , $\alpha_r=0.99$

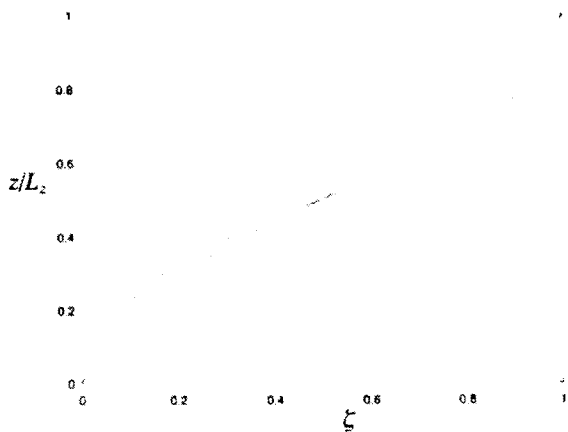


Fig. 6 Stretching function for the axial and the circumferential direction (here, only axial direction): —, $\alpha_2=0.95$; ----, $\alpha_2=0.90$

수치해석의 유한성질(finite nature)로 인해서 전극에서의 전류밀도가 스텝증가(step increment)될 수 없다. 따라서 이런 경계조건 가진 문제를 다룰 때에는 격자간격에 따라 해가 달라지게 되는데 스텝증가량이 클수록 격자간격의 의존도가 증가한다. 이런 문제를 해결하기 위하여 전극에 가해지는 전류밀도분포를 평활화하였다. 평활화 함수로는 푸리에변환에서 영 파동수(zero wave number)에서만 값을 가지는 유니타리 함수⁽¹⁸⁾(unitary function)가 적합하다. 그러나 유니타리 함수는 특이적분(improper integral)으로 되어있기 때문에 적용하기가 쉽지 않다. 그래서 식 (24)와 같은 일차미분까지 연속인 다항식 곡선맞추기 (polynomial curve fit)를 사용하여 전극에서의 전류밀도를 평활화시켰다.

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

여기서 β 는 퍼짐인자(diffusion parameter)로서 곡선맞추기 영역을 결정하며 $\bar{z} = z - L_z/2$ 이다. 원주방향의 전류밀도 $E(\theta)$ 도 $E(z)$ 와 같은 형태를 가지도록 하여 식 (15)에 있는 평활화된 경계조건 $E(\theta, z) = E(\theta)E(z)$ 를 만들었다. 퍼짐인자의 영향을 살펴보기 위하여 $\beta=0.04$ (전극길이의 25%), $\beta=0.08$, $\beta=0$ 세가지 경우가 테스트되었고 전극의 중심부에서의 가상포텐셜 값의 0.5%변화가 있었다. 본 연구에서는 $\beta=0.04$ 를 사용하였다. (Fig. 4 참고)

앞에서 언급한 것처럼 대형 행렬의 역행렬을 구하지 않기 위하여 본 문제를 분해법(factorization)을 이용한 가-비정상 문제화 하였다. 이와 더불어 사용된 크랭크-니콜슨의 음해법은 항상 안정화되는 방법으로서 어떤 진동이든 몇 개의 시간스텝만 지나면 없어진다. 따라서 시간스텝 길이의 최대치에 제한을 받지 않는다. 그러나 본 문제와 같은 지배방정식과 경계조건을 가지는 문제(stiffness problem)에서는 해의 진동이 안정화되기에는 아주 작은 시간스텝이 필요하다. 따라서 무차원가상시간스텝 $\Delta t' = \frac{\Delta t}{\min(\Delta r^2, \Delta(r\theta)^2, \Delta z^2)}$ 을

0.3 보다 작도록 하여 해의 불필요한 진동을 피하도록 하였다. 한편 짧은 시간스텝으로 인해 증가되는 계산비용을 줄이기 위하여 긴 시간스텝을 가진 경우의 수렴해를 보다 짧은 시간스텝을 가진 경우의 초기값으로 대입하는 방식을 사용하였다.

수치해석의 정확도는 조화함수의 중간값정리를 이용한 엄밀한 해석적 결과와 비교하여 식 (25)와 같이 평가할 수 있다.

$$\left| \int_0^L \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{\partial G}{\partial y} r dr d\theta dz - R \right| \quad (25)$$

그러나 계산공간내의 가상포텐셜의 기울기 $\partial G/\partial y$ 는 2 차차분법에 의해 근사적인 값을 가지므로 이 경우는 계산오차를 과대평가한다. 따라서 식 (25)를 사용하는 대신 가상전류의 연속성(엄밀한 해석적 결과)을 이용하고 근사가 없는 대칭경계면에서의 가상전류의 적분을 사용함으로써 계산오차를 식 (26)과 같이 평가하였다.

$$\left| R \int_0^L \int_0^R E(\theta, z) d\theta dz - \left(\int_R^R \int_0^L \frac{\partial G}{\partial y} \Big|_{n=0} dz dz + \int_R^R \int_0^L \frac{\partial G}{\partial y} \Big|_{n=\pi} dz dz \right) \right| \quad (26)$$

기체코어의 반경(R)에 따라서 격자분해(grid resolution)가 다르므로 계산오차에 변화가 발생한다. 그렇지만 모든 계산에 있어 10^{-5} 정도였고 이는 유한차분오차 수준이다.

4. 수치해석결과 및 실험과의 비교

Fig. 7은 축대칭가중함수로 정규화(normalization)된 직선가중함수를 보여준다. Fig. 7(a)는 단상액체류에서 Shercliff 가중함수로 불리는 분포이며 Fig. 7의 다른 그림들은 환상류에서의 직선가중함수의 분포를 나타낸다. Shercliff 가중함수는 원점에서 정규화된 함수값이 1인 안장점(saddle point)을 가진다. 한편 기체코어가 있는 환상류에서는 4개의

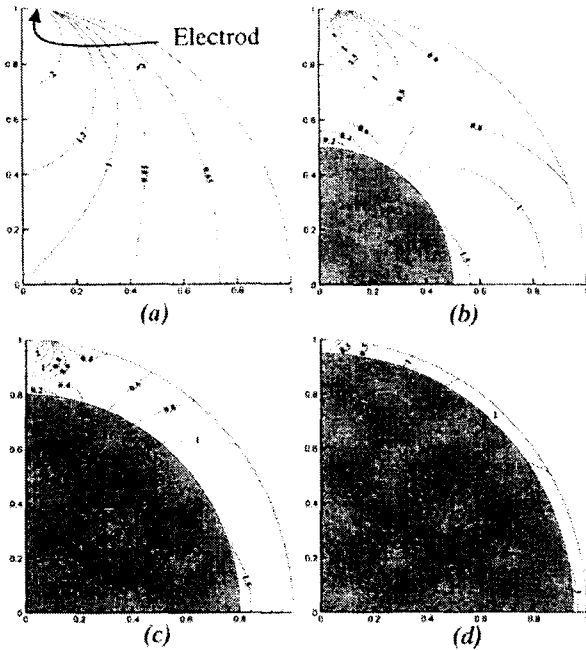


Fig. 7 Contour plots for the normalized rectilinear weight function $(1-\varepsilon)W(r,\theta)\pi R/2B$ (shaded region represents the gas core): (a) for the single-phase flow; (b) for $R_i/R = 0.5$; (c) for $R_i/R = 0.8$; (d) $R_i/R = 0.95$. Contours are advanced by 0.25 for (a)–(c) and by 0.5 for (d)

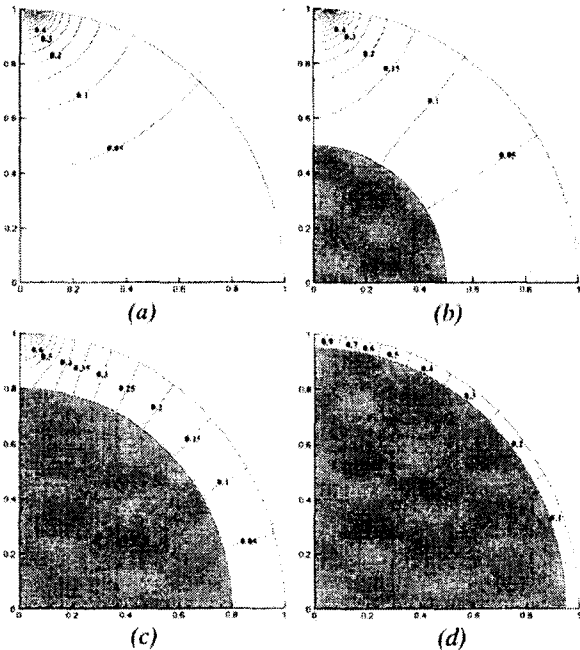


Fig. 8 Contour plots for the normalized virtual potential distribution on the $z=0$ plane (shaded region represents the gas core): (a) for the single-phase flow; (b) for $R_i/R = 0.5$; (c) for $R_i/R = 0.8$; (d) $R_i/R = 0.95$. Contours are advanced by 0.05

안장점이 각 사분면마다 존재하고 직선가중함수값이 0인 지점이 기액경계면 위 $\theta = \pm \pi/2$ 지점에 발생한다. 이 점들은 가상전류 정체점이다. 또 극대값(local maximum value)이 기액경계면 위 $\theta = 0, \pi$ 지점에 발생한다. 안장점은 기공률이 증가할수록 전극쪽으로 가까워진다. 기공률이 증가할수록 가상전류 유로가 좁아지고 이 때문에 극대값도 증가하게 된다. 따라서 극대값지점 주위의 영향권이 확대되고 최대값지점(전극) 주위의 영향권이 축소된다. 결국 가중함수가 급수해로서 계산될 때, 보다 정확한 해를 얻기 위해서는 기공률이 증가할

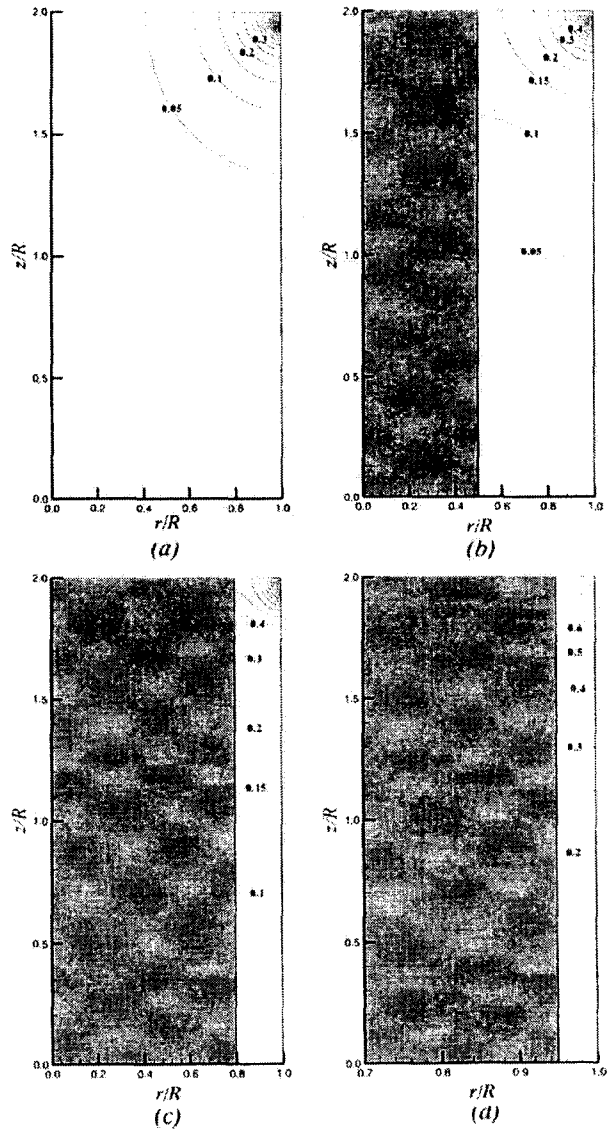


Fig. 9 Contour plots for the normalized virtual potential distribution on the $\theta = \pi/2$ plane (shaded region represents the gas core): (a) for the single-phase flow; (b) for $R_i/R = 0.5$; (c) for $R_i/R = 0.8$; (d) $R_i/R = 0.95$. Contours are advanced by 0.05

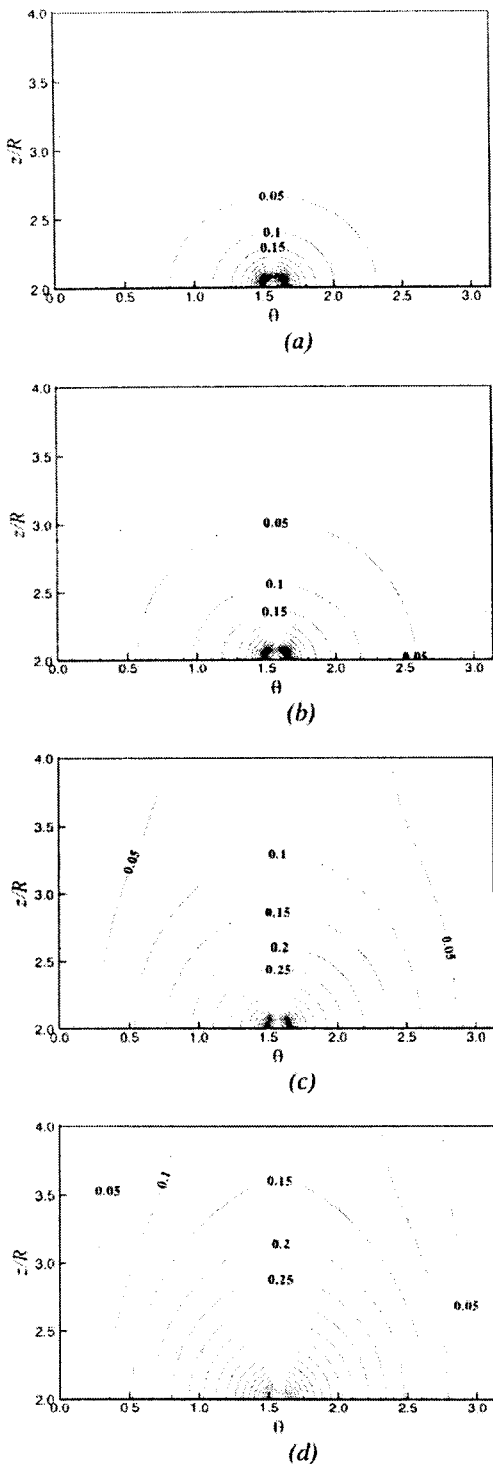


Fig. 10 Contour plots for the normalized virtual potential distribution on the $r=R$ plane: (a) for the single-phase; (b) for $R_1/R = 0.5$; (c) for $R_1/R = 0.8$; (d) $R_1/R = 0.95$. Contours are advanced by 0.05

수록 고차위 교정(higher order correction)이 필요하게 된다.

직선가중함수를 사용하는 것은 유동이 완전발

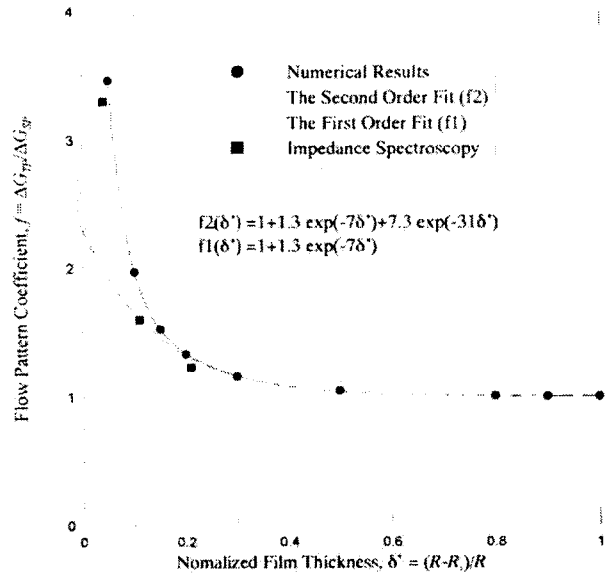


Fig. 11 Plot of the flow pattern coefficient f : Symbols, Numerical and impedance spectroscopy results; Lines, Curve fits with exponential functions

달된 직선유동 $\mathbf{v} = (0, 0, v_z(r, \theta))$ 으로 간주할 수 있는 경우에 국한된다. 따라서 보다 복잡한 속도분포에서 액체평균속도를 측정하기 위해서 가중벡터 또는 가상포텐셜분포를 알아야 한다. Fig. 8에서 Fig. 10은 전극에서의 가상포텐셜 값으로 정규화된 3차원 가상포텐셜분포를 나타낸다. 기공률이 증가할수록 등포텐셜선이 반경방향으로 압박되어 상당한 가상전류가 축방향 아래 위쪽으로 흘러가게 된다

Fig. 11은 수치해석과 임피던스 스펙트로스코피(impedance spectroscopy) 실험을 통해, 무차원 액막두께 $\delta^* = (R-R_1)/R$ 에 대한 유동패턴함수의 변화를 보여주고 있다. 유동패턴함수의 변화는 두 개의 감쇠지수함수로 잘 맞추어졌고 그 식은 Fig. 11에 제시한 대로 $f = 1 + 1.3\exp(-7\delta^*) + 7.3\exp(-31\delta^*)$ 이었다. 무차원 액막두께가 0.2보다 큰 경우에는 첫번째 두 항으로도 좋은 곡선맞추기가 될 수 있었다. 한편 무차원 액막두께가 0.5보다 큰 경우에 유동패턴함수는 거의 1의 값을 가지는데 이는 두 전극에서의 가상포텐셜차가 급히 감소하다가 무차원 액막두께 0.5 이상으로는 거의 일정한 값을 가지기 때문이다.

본 수치해석에서는 접촉저항을 무시하였지만 전압형식에서는 떠돌이 전류가, 전류형식에서는 출력신호전류가 전기이중층을 통과하므로 실제로는 접촉저항이 매우 중요하다. 접촉저항을 측정하기 위하여 두 전극 사이의 임피던스와 유체의 저항을 임피던스 스펙트로스코피로 측정하였다. 사용된

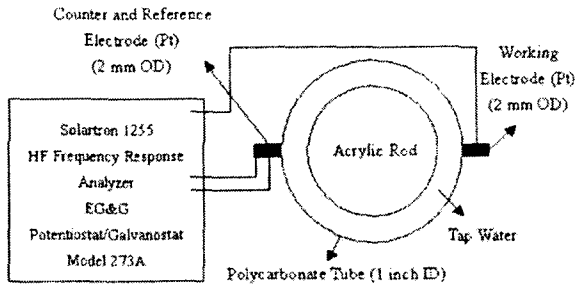


Fig. 12 Schematic Diagram for impedance spectroscopy of tap water

장비는 Solartron 1255 HF Frequency Response Analyzer (FRA)와 EG&G Potentiostat/Galvanostat Model 273A 이었다. Fig. 12 는 실험 개념도를 보여 주고 있다. 두개의 직경 2mm 백금전극이 직경 25.4mm 도관내벽에서 0.3mm 후퇴하여 설치되었으며 정밀가공된 아크릴봉들로 기체코어를 모사하였다. 전극 상하류에 각각 4 개, 총 8 개의 마이크로미터를 설치하고 이를 이용해 아크릴봉을 도관 중심에 위치시켰다. 백금-수도물 시스템의 임피던스를 측정하기 위해서 DC 바이어스 없는 5mV 정현파를 인가하였다.

Fig. 13 은 무차원 액막두께 1(단상액체류)과 0.04 에 대한 임피던스의 나이퀴스트 선도(Nyquist plot)를 보여주고 있다. 임피던스가 온도에 민감한 값이므로 측정시 분위기온도를 23.4°C ± 0.4°C 로 유지시켰다. 100Hz 이상에서 리액턴스 성분은 사라지고 저항성분만 존재함을 알 수 있었는데 이는 Fig. 15 의 보데 선도(Bode plot)에서 잘 보여주고 있다. 나이퀴스트 선도에서부터 등가회로를 형성할 수 있었는데 Fig. 14 에서와 같았고 R₁ 은 수도물의 저항이고, R₂, C₂, C₃ 는 전기이중층 주변의 전기화학적 현상과 관련된 임피던스이다. 23.4°C 에서 무차원 액막두께 1 에서는 R₁=37.366kΩ 이었고 0.04 에서는 R₁=123.45kΩ 이었다. 이로부터 유동패턴함수가 측정되었고 수치해석 결과와 비교하기 위해 Fig. 11 에 도시하였다. Fig. 11 의 실험결과와 수치해석 결과사이에는 약간의 차이가 있는데 이는 주로 전극이 도관내벽에서부터 0.3mm 후퇴되어 설치되었기 때문으로 판단된다.

분위기온도가 유동패턴함수에 영향을 미치는지 알아보기 위하여 10°C 정도의 온도를 변화시켜보았지만 유동패턴함수의 변화가 없었다. 전기화학적 관점에서는 유동패턴함수를 셀상수(cell constant)의 비로 보는데 이 역시 온도 또는 액체전기전도도에 상관없고 액막두께에만 관계되는 값이다.

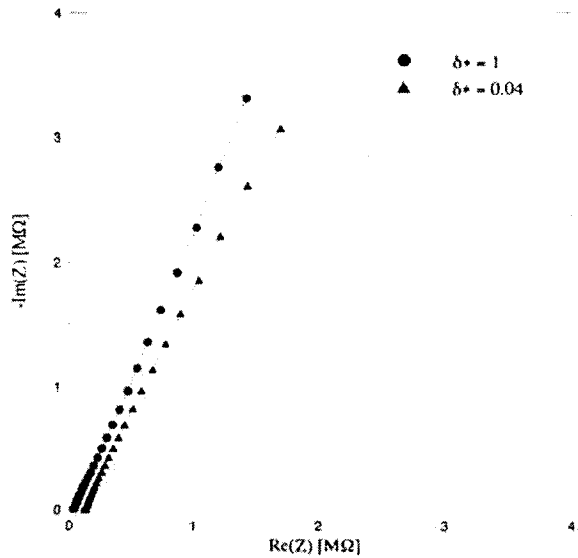


Fig. 13 Nyquist plot from impedance spectroscopy of tap water (23.4°C)

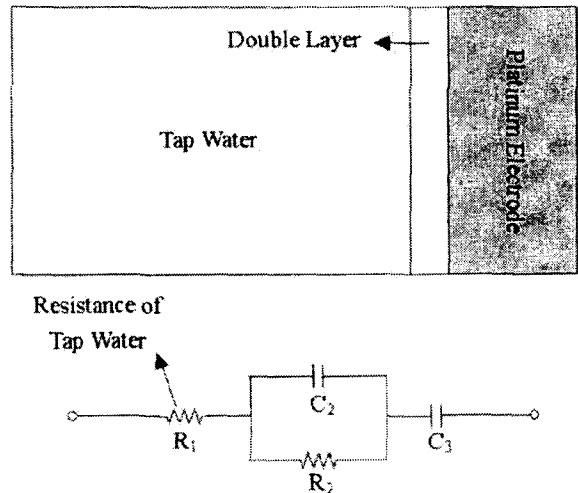


Fig. 14 Circuit modeling of platinum electrodes and tap water system

5. 결론

본 연구를 통하여 기액 2 상류 측정을 위한 빠른 시간 응답성을 가지는 전류형식 전자기유량계의 이론을 개발하였으며 전류형식 전자기유량계의 출력예측을 위하여 3 차원 가상포텐셜분포를 환상류, 유한전극에 대하여 유한차분법으로 계산하였다. 가상포텐셜의 그래디언트를 취함으로써 환상류 및 단상액체류에서의 직선가중함수를 얻을 수 있었는데 이는 전압형식 전자기유량계에서도 중요한 의미를 지니고 있는 것이다.

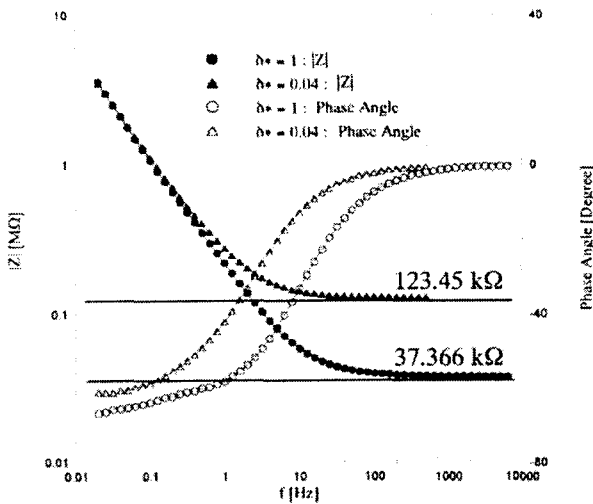


Fig. 15 Bode plot from impedance spectroscopy of tap water (23.4°C)

전류형식 유량계의 출력은 고주파 정현파 자기장이 사용될 경우에 액체의 전기전도도(온도에 민감함), 기액 2 상류의 유동형상에만 관계되고 이 두가지 영향을 독립적으로 다루기 위해 단상액체류에서의 온도와 유량에 따른 보정결과를 사용하도록 하였고 유동패턴함수를 새로이 도입하였다. 수치해석을 통해 무차원 액막두께에 대한 유동패턴함수 형태를 $f = 1 + 1.3\exp(-7\delta) + 7.3\exp(-31\delta)$ 으로 제시하였으며 백금-수도물에 대한 임피던스 스펙트로스코피를 이용하여 이를 검증하였고 100Hz 이상의 정현파를 사용하면 접촉저항을 무시할 수 있음을 증명하였다.

무차원 액막두께가 0.5 보다 크면 가상포텐셜분포에 미치는 영향이 무시할만 하였으며 자기장의 균일한 구간이 전극 전후로 $4R$ 이면 끝단 영향을 무시할 수 있었다.

환상류는 슬러그류의 한 부분으로 생각할 수 있는데 슬러그류에서 전압 및 전류형식 유량계의 출력을 예측하기 위하여도 3 차원 가상포텐셜분포를 계산하여야 한다. 이 때는 무한한 길이의 기체코어가 아니라 유한한 길이의 기포를 고려하여야 한다. 슬러그류에 대한 계산은 추후에 발표하기로 한다.

후 기

본 연구는 국가지정연구실 사업 및 BK21 사업의 지원을 받아 수행되었으며 전기화학관련 실험에서 김재우 박사로부터 받은 도움에 감사 드립니다.

참고문헌

- (1) Shercliff, J.A., 1954, "Relation Between the Velocity Profile and the Sensitivity of Electromagnetic Flowmeters," *J. Applied Physics* **25**, pp.817-818.
- (2) Bevir, M.K., 1970, "The Theory of Induced Voltage Electromagnetic Flowmeters," *J. Fluid Mechanics* **43**, part 3, pp.577-590.
- (3) O'Sullivan, V.T. and Wyatt, D.G., 1983, "Computation of Electromagnetic Flowmeter Characteristics from Magnetic Field Data: III. Rectilinear Weight Functions," *J. Phys. D: Appl. Phys.* **16**, pp.1461-1476.
- (4) Wyatt, D.G., 1986, "Electromagnetic Flowmeter Sensitivity with Two-Phase Flow," *Int. J. Multiphase Flow* **12**, No. 6, pp.1009-1017.
- (5) Zhang, X.Z., 1997, "The Effect of the Phase Distribution on the Weight Function of an Electromagnetic Flow Meter in 2D and in the Annular Domain," *Meas. Sci. Tech.* **8**, pp.1285-1288.
- (6) Lim, K.W. and Chung, M.K., 1998, "Relative Errors in Evaluating the Electromagnetic Flowmeter Signal using the Weight Function Method and the Finite Volume Method," *Flow Meas. Inst.* **9**, pp.229-235.
- (7) Mi, Y., Ishii, M. and Tsoukalas, L.H., 2001, "Investigation of Vertical Slug Flow with Advanced two-Phase Flow Instrumentation," *Nuclear Eng. Des.*, **204**, pp.69-85.
- (8) HEMP, J., 1991, "Theory of Eddy Currents in Electromagnetic Flowmeters," *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24**, pp.244-251.
- (9) Tsiknakis, E., 1988, "Novel Excitation Waveforms and Signal Processing for Electromagnetic Flowmetering," Ph.D. Thesis, Univ. of Bradford, UK.
- (10) Watanabe, M., 1977, "Noise Compensation in Electromagnetic Flowmeter," US Patent 4,019,385.
- (11) Ahn, Y.C., Cha, J.E. and Kim, M.H., 2002, "A real-Time Measurement of Slug Flow using Electromagnetic Flowmeter with High Frequency Triangular Excitation," *Transactions of the KSME*, **26**, pp.1570-1577.
- (12) Krafft, R., 1993, "Electromagnetic Flowmeters in Multiphase Flow," Ph.D. Thesis, Cranfield Univ., UK.
- (13) Yu, P.L., Zhang, C.Y. and Zmood, R.B., 1997, "Wide-Band Low-Input-Impedance Trans-Impedance Amplifiers for Instrumentation Application," *Meas. Sci. Tech.* **8**, pp.1351-1355.
- (14) Glasstone, S., 1942, "An Introduction to Electrochemistry," Van Nostrand, New York.
- (15) Macdonald, J.S., 1987, *Impedance Spectroscopy: Emphasizing Solid Materials and Systems*, John Wiley & Sons, New York.
- (16) Shercliff, J.A. 1962 *The Theory of Electromagnetic Flow-Measurement*, Cambridge Univ. Press.
- (17) Thompson, J.F. et al. 1985, "Numerical Grid Generation: Foundations and Applications," North-Holland, New York.
- (18) Lighthill, M.J., 1980, "Introduction to Fourier Analysis and Generalised Functions," Cambridge Univ. Press, London.