

ER 유체의 채널유동에 대한 직접수치해석

조상호*·최형권**·유정열†

(2003년 6월 30일 접수, 2003년 12월 12일 심사완료)

Direct Numerical Simulation of an Electro-Rheological Channel Flow

Sang Ho Cho, Hyoung Gwon Choi and Jung Yul Yoo

Key Words : Finite Element Method(유한요소법), Combined Formulation(결합공식화), DNS(직접수치해석), Electro-Rheological Fluid(ER 유체), Effective Viscosity(유효점도)

Abstract

Steady flow of an ER (electro-rheological) fluid in a two-dimensional electrode channel is studied by using FEM. Hydrodynamic interactions between the particles and the fluid are calculated by solving the Navier-Stokes equation combined with the equation of motion for each particle, where the multi-body electrostatic interaction is described by using point-dipole model. Motion of the particles in the ER fluid is elucidated in conjunction with the mechanisms of the flow resistance and the increase of viscosity. The ER effects have been studied by varying the Mason number and volume fraction of particles. These parameters have an influence on the formation of the chains resulting in the changes of the fluid velocity and the effective viscosity of ER fluids.

1. 서론

ER 유체⁽¹⁾는 유체 매질 내에 작은 입자들이 포함되어 있는 현탁액으로 전기장에 의해 입자들이 대전되면 입자들간에 서로 인력을 미치면서 유체의 겔보기점성이 변화되는 유체이다.

ER 유체는 전기장의 제어에 의해 유체특성이 달라지는 성질을 가지고 있는데다 빠른 응답특성과 저 에너지 소모 특성으로 인하여 기계적인 장치와 전기적인 제어를 결합시킬 수 있는 가능성을 가지고 있다. 이처럼 특수 유체로 주목을 받고 있

는 ER 유체는 ER 엔진마운트, ER 댐퍼, ER 클러치 등에 응용이 시도되고 있으며 많은 연구가 진행되고 있다.⁽²⁾ 그러나 ER 유체의 실제 응용은 아직도 많은 문제점을 안고 있으며 그 해결방법에 대한 연구도 답보상태에 머물러 있다. 그 가장 큰 이유는 ER 유체에서 나타나는 항복응력 및 유효점도, ER 입자들의 움직임과 빠른 응답 메카니즘 등에 대한 연구가 미비한 상태이기 때문이다.

ER 유체의 응용 기구들은 대개 채널형 평행 평판 전극이나 동심원 실린더형 전극 사이를 흐르는 ER 유체를 제어하는 구조로 되어 있으므로 채널에서의 전단유동이나 압력강하유동에 관한 연구는 ER 유체의 연구에 매우 중요하다.

거시적인 측면에서 보았을 때 ER 유체는 빙햄 유체⁽³⁾와 유사한 거동 특징을 가지고 있으므로 ER 유체 유동의 해석에는 아래와 같이 표현되는 빙햄유체 모델이 자주 사용된다:

* 회원, 서울대학교 BK21 기계분야사업단

** 회원, 서울산업대학교 기계공학과

† 책임저자, 회원, 서울대학교 기계항공공학부

E-mail : jyyoo@plaza.snu.ac.kr

TEL : (02)880-7112 FAX : (02)883-0179

$$\begin{aligned} \tau &= \eta(\dot{\gamma}) = \tau_y + \eta_\infty \dot{\gamma} \quad \text{for } \tau \geq \tau_y, \\ \dot{\gamma} &= 0 \quad \text{for } \tau < \tau_y, \end{aligned} \quad (1)$$

여기서 τ 는 전단응력, η 는 점도 함수, $\dot{\gamma}$ 은 전단율, τ_y 는 항복응력, η_∞ 는 소성점도이다. 이 식에 따르면 항복응력 이하에서 ER 유체는 유동이 형성되지 않으므로 전단율이 무시할 수 있을 만큼 작거나 측정되지 않는다. ER 유체의 항복응력은 ER 유체의 고유 특성과 인가되는 전기장의 함수로 결정되며 아래와 같은 식으로 표현된다.⁽⁴⁾

$$\tau_y = \alpha(E - E_0) \quad (2)$$

여기서 α 는 상수이며 E 는 인가된 전기장의 강도, E_0 는 ER 효과가 나타나기 시작하는 한계 전기장이다.

빙햄유체 모델은 ER 유체의 정상 상태 유동을 기술하는데 매우 유용하지만 ER 유체의 특성을 기술하기에 많은 한계점을 가지고 있다. 무엇보다 이 유체 모델은 ER 유체를 입자가 포함되지 아닌 한 유체 매질로만 간주하므로 현탁액으로서 2상유체인 실제 ER 유체와 다르다. 당연히 빙햄 유체 모델로는 ER 유체의 중요한 특징인 전기장에 대한 순간적인 반응 특성이나 ER 입자들에 의해 나타나는 다양한 미시적 구조들을 전혀 고려할 수 없다.

ER 유체를 해석하기 위한 또다른 접근 방법은 ER 유체를 구성하는 각 ER 입자들의 움직임을 연구하여 이 입자들이 전기장 내에서 형성하는 체인이나 클러스터 형상을 미시적으로 연구하는 것이다.⁽⁵⁻⁶⁾ 실험적으로 관찰되는 입자들의 움직임을 설명하기 위하여 많은 ER 모델들이 제안되어 왔다. 이러한 모델들은 유체역학적 힘과 전기적 힘에 의해 움직이는 입자들의 위치를 추적하여 유동 해석을 가능하게 한다.

이러한 미시적 모델의 대표적인 것으로는 Klingenberg⁽⁶⁻⁸⁾가 연구했던 point-dipole 모델이 있다. 이 모델에서 각각의 입자들은 외부의 전기장에 대하여 입자의 중심에 전극을 형성하는 전기쌍극자로 간주된다. 이 모델은 이렇게 형성된 전기쌍극자들간에 전기적인 인력이 작용하는 것을 수식으로 단순화한 것이다.

또 다른 입자 수준의 모델링으로는 ER 입자들의 체인구조 형성을 기반으로 한 chain structural

formation 모델⁽⁹⁾이나 dipole-induced-dipole 모델⁽¹⁰⁾ 등이 있다. 이러한 모델들이 가지는 장점은 미시적인 수준에서 입자들이 형성한 체인 구조와 시간에 따라 변화하는 유체의 유동을 해석할 수 있다는 것이다.

그러나 입자 수준의 모델들은 입자의 개수가 많아짐에 따라 해석이 대단히 복잡해지고 어려워지며, 유체의 움직임을 해석하기 힘들다는 단점을 가지고 있다. 지금까지 입자 수준의 모델들에서 유체의 움직임은 Stokes 방정식으로 단순화되었다. 즉, ER 입자들로 이루어진 체인 구조는 입자들간의 전기적 힘에 의해 형성되며 Stokes 식으로 표현되는 유체역학적 힘에 의해 체인 형성을 방해받게 된다. 그러나 입자들에 의해 교란되는 유체 유동은 고려되지 않으므로, 입자에서 유체로의 영향력을 고려할 수 없다. 즉, 입자들간, 또 입자들과 전극벽 간의 유체역학적 상호작용은 이 모델에서 단지 한쪽 방향으로만 고려된다. 또, 유체의 유동이 Stokes 유동의 범주를 벗어나는 경우에는 해석이 불가능했다. 그러므로 이 모델은 유체역학적 힘에 비해 전기적인 힘이 영향을 많이 미치는, 작은 전단율의 ER 유체 유동에만 적용될 수 있다.

한편, 최근 들어 수치해석 기법이 발전하면서 입자가 포함된 혼합 유체에 대한 직접수치해석 기법이 개발되기 시작하였다. 이 기법은 Hesla⁽¹¹⁾가 제안한, 유체에 대한 지배방정식과 입자들 사이에 작용하는 운동방정식의 해를 내재적으로 동시에 구하는 직접수치해석방법인 결합공식화 방법에 근거한 것이다. 결합공식화 방법은 형상이 복잡한 고체와 유체간의 비선형적인 상호작용을 내재적으로 계산할 수 있게 한다. Hu & Joseph⁽¹²⁾은 결합공식화 기법을 사용하여 입자의 움직임과 유체 유동을 해석하였으며 Choi & Joseph⁽¹³⁾은 채널 내 입자들이 침전되어 있는 상태에서 압력구배가 가해질 때 입자들에 가해지는 양력에 의해 유동화가 발생하는 유동 패턴에 대한 연구를 행하였다.

본 연구에서는 빙햄모델과 입자수준모델의 연구에서 나타난 ER 유체 모델의 단점을 보완하고 결합공식화를 사용한 직접수치해석 방법을 도입하였다. ER 유체의 비선형적인 유체역학적 상호작용을 Navier-Stokes 방정식으로 서술함으로써 완전하게 고려하였으며, 입자들 간의 전기적인 힘은 입자 수준의 모델을 사용함으로써 유체와 입자들간의 상호 영향을 동시에 고려하였다.

이처럼 유체와 입자들을 동시에 고려한 직접수

치해석 방법은 ER 유체의 거시적인 특성 뿐만 아니라 미시적인 구조까지도 해석 가능하게 함으로써 ER 유체의 유효 점도 변화 및 응력 분포 등을 보다 명확히 설명할 수 있다.

2. 수치해석 기법

2.1 수치해석 기법

본 연구에서는 2차원 평행 평판 전극으로 이루어진 채널 내부를 흐르는 ER 유체의 유동을 해석한다. ER 유체를 구성하고 있는 매질 유체와 입자의 밀도는 동일하다.

매질 유체에 적용되는 지배방정식은 비정상, 비압축성, 층류 유동에 적용되는 연속방정식과 2차원 Navier-Stokes 방정식이다.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3)$$

$$\rho_f \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \rho_f \mathbf{f} + \nabla \cdot \tilde{\boldsymbol{\sigma}} \quad (4)$$

여기서 \mathbf{u} 는 매질유체의 속도, ρ_f 는 매질유체의 밀도, t 는 시간, \mathbf{f} 는 체적력, $\tilde{\boldsymbol{\sigma}}$ 는 응력텐서이다.

Navier-Stokes 방정식과 연속방정식에 입자들의 움직임을 반영시킨 ALE 방법⁽¹⁴⁾을 적용시키고, FEM formulation 을 행하면 다음의 식이 얻어진다.

$$\int_{\Omega} \left[W_i \rho_f \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \{(\mathbf{u} - \mathbf{u}_g) \cdot \nabla\} \mathbf{u} \right) + \nabla W_i \cdot \tilde{\boldsymbol{\sigma}} \right] d\Omega \quad (5)$$

$$-\int_{\Gamma} W_i (\tilde{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n}) d\Gamma = 0$$

$$\int_{\Omega} q \nabla \cdot \mathbf{u} d\Omega = 0 \quad (6)$$

여기서 \mathbf{u}_g 는 평균 그리드 속도 벡터이고, W_i , q 는 형상함수, Ω 는 각각의 입자가 차지하고 있는 공간을 제외한 유체영역이며 Γ 는 그 경계, \mathbf{n} 은 유체경계에 수직인 외향 단위법선벡터이다.

한편, ER 유체에 포함된 입자의 움직임은 입자에 작용하는 유체역학적인 힘과 전기적인 힘에 의해 결정된다. 이를 뉴턴의 운동방정식에 적용시키면 아래의 식으로 표현할 수 있으며,

$$M_n \frac{d\mathbf{V}_n}{dt} = \mathbf{F}_n + \mathbf{E}_n \quad (7)$$

for $n=1, 2, \dots, N$.

입자의 회전에 대한 각운동량을 고려한 오일러방정식은 아래 식으로 표시된다.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\tilde{\mathbf{I}}_n \boldsymbol{\omega}_n) &= \tilde{\mathbf{I}}_n \frac{d\boldsymbol{\omega}_n}{dt} + \boldsymbol{\omega}_n \times (\tilde{\mathbf{I}}_n \boldsymbol{\omega}_n) = \mathbf{T}_n \\ &= - \int_{\Gamma_n} (\mathbf{x} - \mathbf{X}_n) \times (\tilde{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n}) d\Gamma \end{aligned} \quad (8)$$

여기서, $\tilde{\mathbf{I}}_n$ 은 관성모멘트, 하첨자 'n' 은 n 번째 입자, M_n 은 입자의 질량, \mathbf{V}_n 는 입자의 속도벡터, \mathbf{F}_n 는 입자에 작용하는 유체력, \mathbf{E}_n 는 전기적인 힘, \mathbf{T}_n 는 입자의 중심에 관한 모멘트, $\boldsymbol{\omega}_n$ 는 각속도 벡터, Γ_n 은 n번째 입자만을 포함하는 유체영역의 경계이며, \mathbf{x} 는 위치벡터, N은 입자의 개수를 나타낸다. 또한, 입자의 속도와 각속도는 입자의 위치 벡터 (\mathbf{X}_n)와 입자 중심에 관한 방위각 ($\boldsymbol{\Theta}_n$)의 시간미분값이다.

유체역학적인 힘은 입자의 표면에 가해지는 유체 응력을 적분해서 구할 수 있으므로 다음과 같이 Navier-Stokes 방정식으로 표시할 수 있다.

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_n &= - \sum_{i \in \Gamma_n} \int_{\Omega} \left[W_i \rho_f \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \{(\mathbf{u} - \mathbf{u}_g) \cdot \nabla\} \mathbf{u} \right) \right. \\ &\quad \left. + \nabla W_i \cdot \tilde{\boldsymbol{\sigma}} \right] d\Omega \end{aligned} \quad (9)$$

입자들간에 작용하는 전기적 힘은 입자 수준에서 해석 가능한 point-dipole 모델을 사용하였다. 이 모델에서 두 입자 n과 k간에 작용하는 전기적인 힘은 아래 식으로 표현된다.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{n,k}^{el} &= F_0 \left(\frac{d}{R_{n,k}} \right)^4 \{ [3 \cos^2 \theta_{n,k} - 1] \mathbf{e}_r + \sin 2\theta_{n,k} \mathbf{e}_\theta \}, \\ F_0 &= \frac{3}{16} \pi \epsilon_0 \epsilon_c d^2 \beta^2 E^2 \\ \beta &= (\alpha - 1) / (\alpha + 2), \alpha = \epsilon_p / \epsilon_c \end{aligned} \quad (10)$$

여기서 ϵ_0 는 진공의 유전율, ϵ_c 는 매질 유체의 유전율, ϵ_p 는 ER 입자의 유전율, d 는 입자의 지름, E 는 전기장의 강도, R , θ 는 두 입자 사이의 거리와 각도 벡터, \mathbf{e}_r , \mathbf{e}_θ 는 단위벡터이다. 또, 입자와 전극 사이에도 전기적인 힘이 작용한다. 즉, 전

극에 의해 작용하는 힘은 모든 입자 k 의 벽에 대한 경상 k' 와 입자 n 사이에 작용하는 전기적 힘의 합으로 표시함으로써 전극을 모델링 할 수 있다. 그러므로 이 힘은 아래의 식으로 표시되며 이 힘들의 합이 전극에 의해 작용하는 힘이다.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{n,wall}^{el} &= \mathbf{E}_{n,k}^{el} \\ &= F_0 \left(\frac{d}{R_{n,k}}\right)^4 \{ [3\cos^2\theta_{n,k} - 1]\mathbf{e}_r + \sin 2\theta_{n,k}\mathbf{e}_\theta \} \end{aligned} \quad (11)$$

한편, 두 입자가 전기적인 힘에 의해 충돌하거나 겹쳐지는 현상을 막기 위하여 입자간의 거리가 매우 가까운 경우 반발력을 도입하였다. 이 힘은 거리가 커지면 급속히 줄어들 수 있도록 지수 함수를 사용하였다. 이 힘을 나타내는 식은 다음과 같다.

$$\mathbf{E}_{n,k}^{rep} = F_0 \exp\left[\frac{-(R_{n,k} - d)}{0.01d}\right](-\mathbf{e}_r) \quad (12)$$

n 번째 입자에 가해지는 모든 전기적인 힘 \mathbf{E}_n 는 입자와 다른 입자들 간의 전기적인 힘, 입자와 전극간의 힘, 입자들간의 반발력의 합으로 구해진다. 입자들 간에 존재하는 브라운운동은 입자의 크기가 $1 \mu\text{m}$ 보다 더 크므로 고려하지 않았다⁷⁾. 그러므로 입자 n 에 대한 전기적인 힘에 관한 식은 아래와 같다.

$$\mathbf{E}_n = \sum_{k \neq n} \mathbf{E}_{n,k}^{el} + \sum_{k \neq n} \mathbf{E}_{n,wall}^{el} + \sum_{k \neq n} \mathbf{E}_{n,k}^{rep} \quad (13)$$

입자의 운동방정식과 Navier-Stokes 방정식으로 표현되는 유체력을 고려한 수식에 P2P1 Galerkin 유한요소법을 적용하여 결합공식화를 행하면 다음 식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} M_n \frac{d\mathbf{V}_n}{dt} &= \mathbf{E}_n - \sum_{i \in \Gamma_n} \\ &\int_{\Omega} \left[W_i \rho_f \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \{(\mathbf{u} - \mathbf{u}_g) \cdot \nabla\} \mathbf{u} \right) + \nabla W_i \cdot \tilde{\sigma} \right] d\Omega \end{aligned} \quad (14)$$

식 (5), (6), (14)을 결합하여 모든 요소행렬을 조립하면 다음과 같은 행렬식이 얻어진다.

$$\begin{bmatrix} A & B & C \\ (B)^T & 0 & 0 \\ D & E & F \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u} \\ p \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{f} \\ 0 \\ \mathbf{g} \end{bmatrix} \quad (15)$$

여기서 A, B, C, D, E 와 F 는 행렬이며 \mathbf{u} 는 유체의 속도, p 는 압력, V 는 입자의 속도이며, \mathbf{f} 는 유체에 작용하는 힘, \mathbf{g} 는 입자에 작용하는 힘과 모멘트를 의미한다.

수치해석 방법으로는 Choi 등⁽¹⁵⁾에 의해 제시되었으며, 비압축성 Navier-Stokes 방정식 해석에서 압력항이 속도와 분리되어 유한요소법을 적용한 4단계 분리계산법을 채택하였다. 또한, 시간 적분 방법으로는 2차 정확도를 가진 Crank-Nicolson 스킴을 사용하고, 공간차분방법으로는 중심차분법인 P2P1 격자계를 사용한 Galerkin 유한요소법을 사용하였다. 사용된 코드에 관한 보다 상세한 내용은 Choi⁽¹⁶⁾에 언급되어 있다.

2.2 격자계 및 계산 조건

Fig. 1에 개략적으로 제시된 바와 같이 2차원 채널 내부에 전기장이 인가되고 균일한 압력구배가 가해지는 환경에서 ER 입자를 포함한 유체의 유동을 해석하였다. 채널의 형상은 입자의 크기를 기준으로 하여 종횡비가 40×80 인 무한스팬의 평면채널이다. 레이놀즈수가 매우 낮고 입자의 움직임 또한 매우 느린 유동이므로 이 무한 채널의 길이는 문제를 해석하기에 충분하다. 종횡비가 $40 \times 120, 40 \times 160$ 인 채널에 대해 테스트를 거쳤으며 시간적 및 공간적으로 평균한 해석 결과들은 차이를 무시할 만 하였다. 해석에 사용된 격자계의 일례를 Fig. 2에 보였다.

본 해석에서 적용된 ER 입자의 상수들은 $\varepsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} \text{ F/m}$, $\varepsilon_c = 7.3$, $\varepsilon_p = 23.4$ 이며 이 값은 Klingenberg⁽⁷⁾가 사용했던 값과 동일하다. 또, 채널의 간격은 1 mm , 입자의 크기는 0.025 mm , 매질 유체의 점성계수는 $100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ 이다.

구형의 ER 입자들은 평면 2차원 유동장에서 실린더형으로 간주되고 크기와 모양은 모두 동일하다. 채널 내 포함된 입자의 수는 100개에서 3200개까지 다양한 경우에 대해 계산하였으며 이는 부피비 0.025에서 0.4까지에 해당한다. 2차원 계산이므로 입자의 부피비는 면적비와 동일하다.

초기의 입자들은 채널 내에 무작위로 분포 시켰으며 압력구배가 가해지는 순간부터 유동장이 형

성되면서 입자들은 매질 유체와 함께 떠다닌다.

다음 식에⁽¹⁷⁾ 의해 주어지는 압력구배 ($\Delta P/\Delta x$) 는 모든 경우에 동일하게 적용하였으며, 벽에서의 전단율 ($\dot{\gamma}_w$) 이 2.5가 되도록 주어졌다.

$$\frac{\Delta P}{\Delta x} = \frac{2\eta_s \dot{\gamma}_w}{G} \quad (16)$$

여기서 G 는 채널의 간격이고, η_s 는 매질 유체의 점성계수이다.

3. 수치해석 결과

3.1 전기장이 없는 경우의 유동해석

ER유체 해석의 초기 단계로 전기장이 가해지지 아니한 상태에서의 유동해석을 하였다. 이 경우에 입자는 유체역학적인 힘에 의해서만 움직인다. 그러므로 ER유체는 다른 현탁액들과 동일한 움직임을 보인다.

Fig. 3에 전기장이 가해지지 아니한 경우에 대한 ER 유체의 속도 분포를 보였는데, 이는 유동이 안정화된 이후의 결과를 시간적, 공간적으로 평균한 값들이다. 이 그림에서 x 축은 채널 간격을 입자의 크기로 나눈 값이고, y 축은 입자를 포함하지 아니

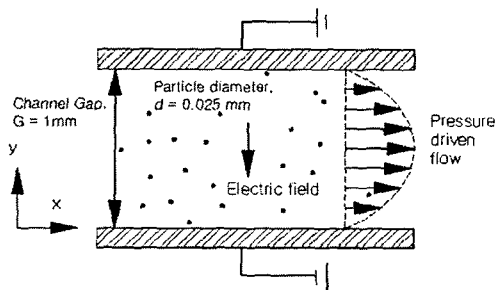


Fig. 1 Computational domain and flow condition

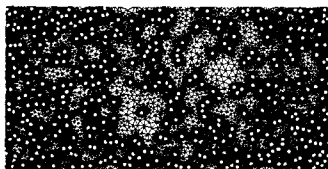


Fig. 2 Computational mesh for the case when the fluid contains 400 particles (volume fraction = 0.1)

한 매질 유체로 이루어진 경우에서의 채널 중심선 상의 속도 (u_c)에 대한 해당 ER 유체의 속도 비이다. ER 유체의 경우 입자를 포함하지 아니한 매질 유체에 비해 속도가 낮음을 보여준다.

Fig. 4에 입자들의 부피비에 따른 전단력의 관계를 보였다. 그림에서 보는 바와 같이 전단력과 전단율의 관계는 직선으로 나타난다. 이것은 일반적인 뉴튼 유체의 특성을 그대로 보여주고 있다. 이상의 결과는 계산 결과가 정성적으로 타당함을 보여준다.

표준 뉴튼 유체와 달리 입자가 포함되어 있는 경우 입자들과 유체와의 상호작용으로 인하여 유체의 걸보기점도에 변화가 발생한다. 아인슈타인 방정식⁽¹⁸⁾은 입자가 포함된 유체의 걸보기점도 변화를 입자 부피비의 함수로 기술한 것이다.

$$\eta_r = \frac{\eta}{\eta_s} = 1 + 2.5\Phi \quad (17)$$

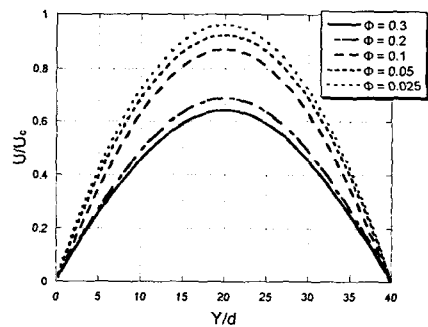


Fig. 3 Velocity profile of the ER fluid for various volume fractions under zero electric field

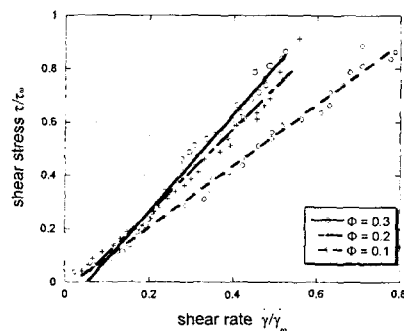


Fig. 4 Shear stress profile of the ER fluid for various volume fractions under zero electric field

여기서 η_r 은 상대점성계수, η_s 는 매질 유체의 점성계수, Φ 는 입자의 부피비를 나타낸다. 상대 점도는 입자가 포함되지 아니한 매질 유체만의 점도에 대한 해당 유체의 겔보기점도 비이다. 이 식은 유체의 겔보기점도는 매질유체의 점성계수와 입자 부피비의 함수임을 의미한다. 본 연구에서 해석한 결과인, 입자크기 (d) 대비 채널 간격 (G)이 40인 경우에 있어서의 겔보기점도를 Fig. 5에 나타내었다. Fig. 5에서 보는 바와 같이 해석 결과는 아인슈타인 식과 비교적 잘 일치함을 알 수 있다. 이 결과로 볼 때 본 연구의 직접수치해석 방법이 고체와 유체가 복합적으로 존재하는 유동현상의 해석에 상당히 유용함을 알 수 있다.

3.2 ER 유체내 입자들의 움직임 해석

ER 입자는 매질 유체에서 가해지는, 입자들의 결합을 교란시키는 유체역학적 힘과 입자들을 결합시켜 체인 구조를 형성시키는 전기적인 힘에 의해 지배된다. ER 입자에 가해지는 힘의 상태는 입자에 작용하는 두 힘의 비로 표시할 수 있으며 이를 메이슨수⁽¹⁹⁾라 한다.

$$Mn = \frac{\eta_s \dot{\gamma}}{2\epsilon_0 \epsilon_c \beta^2 E^2} \quad (18)$$

메이슨수에서 유체역학적 힘은 매질유체의 점성계수와 전단율로 표시되며 전기적 힘은 point-dipole 모델에 따르면 전기장의 강도와 입자와 유체간의 유전율 차에 의한 함수이다.

일반적으로 사용되는 ER 유체의 메이슨수는 채널

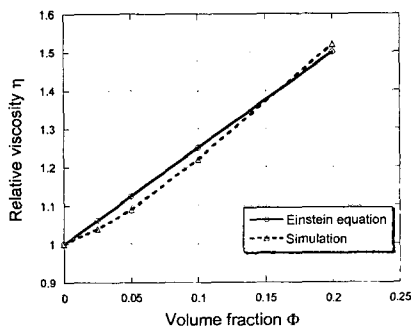


Fig. 5 Comparison of the relative viscosity with the Einstein equation with respect to volume fraction for $G/d = 40$

내 모든 위치에서 전단율이 동일한 단순 전단유동의 경우에 정의된다. 하지만, 이 연구에서처럼 균일한 압력차가 가해지는 압력강하 유동에서는 채널 위치에 따라 전단율이 달라진다. 그러므로 압력강하 유동에서는 압력차에 의해 고정되는, 벽에서의 응력을 사용하여 벽에서의 메이슨수를 대표적인 메이슨수로 나타낼 수 있으며 이에 따라 벽에서의 메이슨수는 아래와 같이 표시할 수 있다.

$$Mn_w = \frac{\eta_s \dot{\gamma}_w}{2\epsilon_0 \epsilon_c \beta^2 E^2} = \frac{\tau_w}{2\epsilon_0 \epsilon_c \beta^2 E^2} \quad (19)$$

여기에서 알 수 있듯이 메이슨수를 결정하는 주요 인자는 전기장의 강도와 벽에서의 전단율, 즉 채널 양단의 압력구배이다. 일반적으로 전기장의 강도가 증가하면 메이슨수는 반대로 감소하며 채널 내 압력구배가 증가할수록 메이슨수도 증가한다.

Fig. 6에 메이슨수가 입자들의 체인 형상에 미치는 영향을 보였다. 메이슨수가 크면 압력강하유동의 유체역학적 힘이 커져서 체인이 아크 모양으로 휘거나 부분적으로 파단된다. 반면 전기장의 강도가 세어져서 메이슨수가 작아지면 직선형의 튼튼한 체인이 형성되고 이것이 유동을 방해하게 된다.

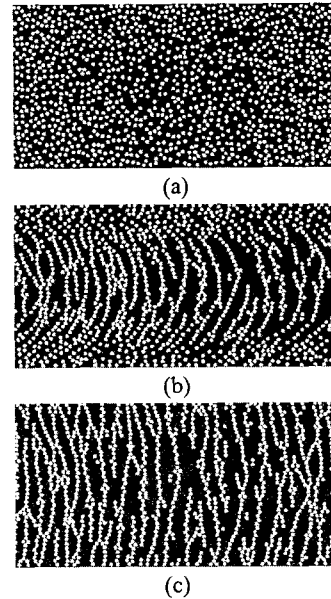


Fig. 6 Snapshots of the formation of chain structures for various Mason numbers at volume fraction, $\Phi = 0.3$: (a) $Mn = \infty$, (b) $Mn = 111$, (c) $Mn = 28$

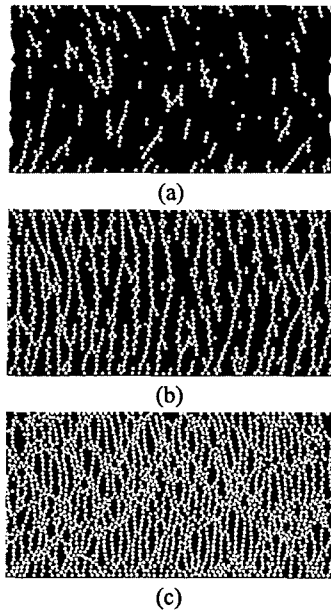


Fig. 7 Snapshots of the formation of chain structures for various volume fractions at Mason number, $Mn = 28$: (a) $\Phi = 0.1$, (b) $\Phi = 0.3$, (c) $\Phi = 0.5$.

입자들의 부피비도 체인의 형성에 중요한 영향을 미치는 요소이다. Fig. 7에서 보듯이 부피비 0.1에서 입자들은 짧은 체인을 형성하므로 양쪽 전극에 미치지 못한다. 그러나 부피비가 커지면 입자들은 보다 긴 체인을 형성하여 전극 사이를 지탱한다. 이 체인들은 유동을 방해하는 역할을 담당하며 유체역학적인 힘이 커지면 형성된 체인 구조가 파단된다.

이러한 입자들의 모습에서 입자들의 부피비와 메이슨수가 ER 유체의 점도 변화에 미시적으로 어떻게 기여하는지 알 수 있다. 채널의 중앙 부분에 형성된 체인 구조들은 유동을 교란시켜 거시적으로 플러그 유동이 형성되도록 하는 역할을 한다. 이러한 입자들의 결합 구조 형태는 전기장 내에서 관찰된 ER 유체의 입자들의 실제 모습과 유사하다.

3.3 부피비와 전기강도에 따른 유동변화

이전의 연구들에서 보듯이 입자들 사이의 전기적 힘의 크기는 ER 유체의 걸보기점성 변화를 결정하는 중요한 인자이다. Fig. 8에 다양한 메이슨수에 대한 ER 유체의 속도 분포를 보였다. 그림에 나타난 속도 분포는 이전의 연구자들이 행한 실험에서 보여진 ER 유체의 속도 분포와 유사한 형태

를 보이고 있다⁽²⁰⁻²¹⁾. 메이슨수가 작을수록 채널 중앙부에서 속도 분포의 편평한 부분이 넓게 나타난다. 이것은 체인 구조가 견고하게 형성되어 유동을 방해하기 때문이며 거시적인 관점에서는 흔히 이를 플러그 유동 영역이라고 부른다. 이 부분은 유체의 전단력이 ER 유체의 항복응력보다 낮기 때문에 일어나는 현상이다.

ER 유체에 작용하는 전기적인 힘이 어떤 값보다 낮아지면 더 이상 플러그 유동 영역은 나타나지 않는다. 이것은 유체의 유동을 견뎌낼 수 있을 만큼 튼튼한 체인 구조가 형성되지 못하였기 때문이다. 그러나 반대로 전기적인 힘이 강화되면 체인구조가 튼튼해지면서 플러그 유동 영역이 넓어진다. Fig. 8에서 보면 부피비가 0.3인 ER 유체에서 메이슨수가 낮으면 유체의 속도는 무시할 만큼 작아지고 플러그 유동 영역이 넓어져 채널 전체에서 거의 일정한 속도 분포를 가진다. 수치해석 결과가 메이슨수가 작은 경우에 다소 극단적으로 나타나는 이유는 ER 입자들이 2차원으로 해석되었으므로 각각의 실린더 형상의 입자가 일렬로 늘어선다면 실제 경우보다 더욱 심하게 유체가 흐르는 통로를 막아버리기 때문이라고 판단된다.

Fig. 9에 메이슨수와 전단력의 관계를 보였다. 유체역학적 힘이 지배적인 경우 메이슨수는 매우 커지며 매우 작은 전단율에서 전단력이 0에 근접한다. 즉, 항복응력이 존재하지 아니하는 뉴튼유체와 같은 모습을 보인다. 반면 메이슨수가 작아지면 작은 전단율에서도 일정한 전단력이 작용하여 항복응력이 나타나게 된다. 그러므로 강한 전기적 힘이 작용하는 경우 강하게 결합된 체인 구조를 깨기 위하여 보다 큰 전단력이 필요해짐을 알 수 있다.

입자들의 부피비도 유체의 속도와 항복응력에 영향을 미친다. 부피비와 속도 분포 및 전단력의 상관관계를 Fig. 10, Fig. 11에 보였다. 입자의 부피비가 커질수록 유체의 속도는 줄어들며 동시에 전단력은 커진다. 이것은 입자들의 개수가 많아질수록 ER 입자들이 체인 구조를 보다 쉽고 튼튼하게 형성시키기 때문이다.

지금까지 행해진 기존의 입자 수준의 해석 방법에서는 입자들이 유체와 서로 영향을 주고 받을 수 없었으므로 유체의 속도 분포와 전단력 등을 구할 수 없었다. 그러나 이 연구에서처럼 직접 수치해석 방법을 사용할 경우 유체와 입자간의 상호작용을 고려할 수 있으므로 유체와 입자들의 속도

와 전단력을 구할 수 있다. 하지만 동일한 ER 유체를 사용한 기존의 실험 연구 결과 부족으로 본 연구에서 구해진 결과를 다른 실험적 연구와 비교할 수 없었다. 그럼에도 불구하고 입자 수준의 수치해석 방법을 사용하여 비교적 큰 전단을 하에서의 ER 유체 유동에 대한 해석 도구를 마련하였다는 점은 후속 연구를 위한 기초로서 상당한 의미가 있다고 판단된다.

ER 유체의 효율을 Fig. 12에 보였다. ER 유체의 효율은 아래 식에 의해 구해진다.⁽²⁰⁾

$$\Delta f = \frac{V_{E=0} - V_E}{V_{E=0}} \times 100 \quad (20)$$

여기서 Δf 는 ER 효율을 의미하고, V_E 는 전기장이 작용할 때의 유량이며 $V_{E=0}$ 는 전기장이 가해지지 않았을 때의 유량이다. 메이슨수가 감소하거나

부피비가 증가하면 효율은 증가한다. 이 연구에서는 메이슨수가 100 보다 커지면 효율이 급격히 감소하는 것을 보여준다. 이것은 ER 유체에서 전기장이

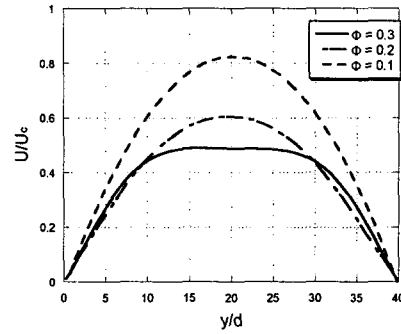


Fig. 10 Velocity profile of the ER fluid for various volume fractions at the Mason number, Mn = 111

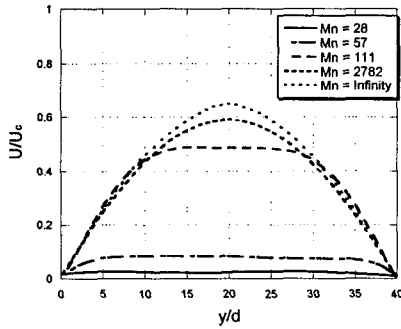


Fig. 8 Velocity profile of the ER fluid at $\Phi = 0.3$ for various Mason numbers

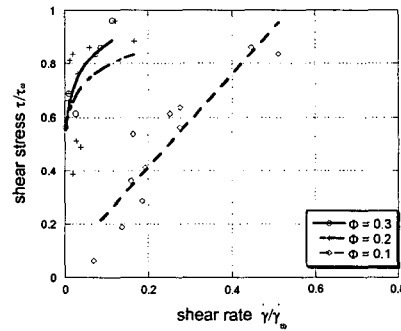


Fig. 11 Shear stress profile of the ER fluid for various volume fractions at the Mason number, Mn = 28

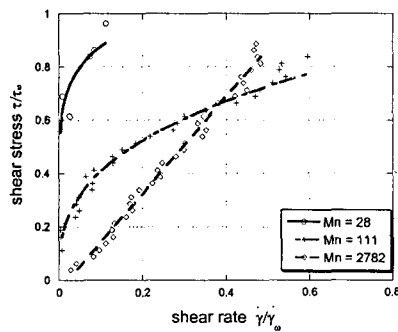


Fig. 9 Shear stress profile of the ER fluid at $\Phi = 0.3$ for various Mason numbers

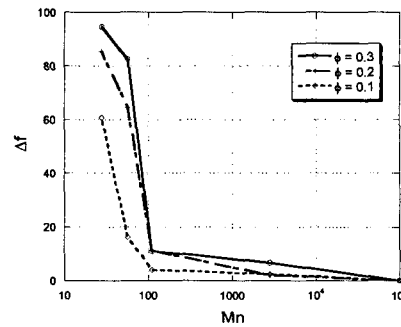


Fig. 12 The efficiency factor with respect to the Mason number for various volume fractions

일정 크기 이상 되어야 효과적인 ER 효과가 발생하는 문턱전압이 존재함을 의미한다고 볼 수 있으며 식 (2)의 E_0 에 대한 간접적인 근거라 하겠다.

4. 결 론

결합공식화를 이용한 입자와 유체간의 직접수치 해석을 통하여 ER 유체의 거동을 해석하였다.

ER 유체 내 입자들의 움직임을 메이슨수와 입자들의 부피비에 대하여 비교 해석하였으며 메이슨수가 감소할수록, 또 부피비가 증가할수록 ER 입자들이 보다 튼튼히 체인을 형성함을 보였다. 그리고 이것이 유체의 흐름을 방해하여 ER 유체의 걸보기점도를 증가시킨다는 점을 보였다.

또, 각 경우에 대해 ER 유체의 속도분포와 응력 분포 및 ER 유체의 효율을 구하였으며 메이슨수와 부피비가 ER 효과를 결정짓는 주요 결정 인자임을 보였다.

후 기

본 연구는 BK 21 사업 서울대학교 기계분야사업단과 마이크로열시스템연구센터의 지원을 받았으며 이에 감사 드립니다.

참고문헌

- (1) Winslow, W. M., 1949, "Induced Fibration of Suspensions," *J. Appl. Phys.*, Vol. 20, pp. 1137~1140.
- (2) Hartsock, D. L., Novak, R. F., & Chaundy, G. J., 1991, "ER Fluid Requirements for Automotive Devices," *J. Rheology*, Vol. 35, pp. 1305~1326.
- (3) Block, H., Kelly, J. P., 1988, "Review Article: Electro-Rheology," *J Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 21, pp. 1661~1677.
- (4) Atkin, R. J., Xiao, S., & Bullough, W. A., 1999, "Effect of Non-uniform Field Distribution on Steady Flows of an Electro-rheological Fluid," *J. Non-Newtonian Fluid Mechanics*, Vol. 86, pp. 119~132.
- (5) Adriani, P. M., & Gast, A. P., 1988, "A Microscopic model of Electrorheology," *Phys. Fluids*, Vol. 31, pp. 2757~2768.
- (6) Klingenberg, D. J., Swol, F. Van, & Zukoski, C. F., 1989, "Dynamic Simulation of Electrorheological Suspensions," *J. Chem. Physics*, Vol. 91, pp. 7888~7895.
- (7) Klingenberg, D. J., Swol, V., & Zukoski, C. F., 1991, "The Small Shear Rate Response of Electrorheological Suspensions," *J. Chem. Physics*, Vol. 94, pp. 6160~6178.
- (8) Klingenberg, D. J., 1993, "Simulation of the Dynamic Oscillatory Response of Electro-Rheological Suspensions," *J. Rheol.*, Vol. 37, pp. 199~214.
- (9) Wang, B., Liu, Y., & Xiao, Z., 2001, "Dynamical Modelling of the Chain Structure Formation in Electrorheological Fluids," *Int. J. Engineering Science*, Vol. 39, pp. 453~475.
- (10) Yu, K. W., Jones, T., & Wan, K., 2000, "Interparticle Force in Polydisperse Electrorheological Fluids," *Computer Physics Communications*, Vol. 129, pp. 177~184.
- (11) Hesla, T. I., 1991, "Combined Formulation of Fluid-Particle Problem," (*unpublished note*).
- (12) Hu, H. H. & Joseph, D. D., 1992, "Direct Simulation of Fluid Particle Motions," *Theoret. Comput. Fluid Dynam.*, Vol. 3, pp. 285~306.
- (13) Choi, H. G., & Joseph, D. D., 2001 "Fluidization by Lift of 300 Circular Particles in Plane Poiseuille Flow by Direct Numerical Simulation," *J. Fluid Mech.*, Vol. 438, pp. 101~128.
- (14) Hu, H. H., 1996, "Direct Simulation of Flows of Solid-liquid Mixtures," *Int. J. Multiphase Flows*, Vol. 22, pp. 335~352.
- (15) Choi, H. G., Choi, H., & Yoo, J. Y., 1997, "A Fractional Four-Step Finite Element Formulation of the Unsteady Incompressible Navier-Stokes Equations Using SUPG and Linear Equal-order Element Methods," *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, Vol. 143, pp. 333~348.
- (16) Choi, H. G., 2000, "Splitting Method for the Combined Formulation of the Fluid-Particle Problem," *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, Vol. 190, pp. 1367~1378.
- (17) Patankar, N. A., Huang, P. Y., Ko, T., & Joseph, D. D., 2001, "Lift-off a Single Particle in Newtonian and Viscoelastic Fluids by Direct Numerical Simulation," *J. Fluid Mech.*, Vol. 438, pp. 67~100.
- (18) Barnes, H. A., Hutton, J. F., & Walters, K., 1989, *An Introduction to Rheology*, Elsevier Science Publishers B. V.
- (19) Marshall, L., Zukoski, C. F., & Goodwin, J. W., 1989, "Effects of Electric Fields on the Rheology of Non-aqueous Concentrated Suspensions," *J. Chem. Soc. Faraday Trans.*, I 85, pp. 2785~2795.
- (20) Abu-Jdayil, B., & Brunn, P. O., 1996, "Effects of Electrode Morphology on the Slit Flow of an Electrorheological Fluid," *J. Non-Newtonian Fluid Mechanics*, Vol. 63, pp. 45~61.
- (21) Abu-Jdayil, B., & Brunn, P. O., 1997, "Study of the Flow Behavior of Electrorheological Fluids at Shear and Flow Mode," *Chemical Engineering and Processing*, Vol. 36, pp. 281~289.