<학술논문>

DOI:10.3795/KSME-B.2009.33.3.194

채널 유동에서 점성이 단일 입자 혼합 유동의 suspension 에 미치는 영향

최 형 권†

(2008 년 10 월 9 접수, 2009 년 1 월 21 수정, 2009 년 2 월 26 일 심사완료)

Effect of Fluid Viscosity on the Suspension of a Single Particle in Channel Flow

Hyoung-gwon Choi

Key Words : Suspension(부유), Single Particle(단일 입자), Equilibrium Position(평형 위치), Viscosity Effect(점성 효과)

Abstract

Suspension of a single solid particle in a channel flow with a constant pressure gradient is studied numerically. The interaction of a circular particle with a surrounding Newtonian fluid is formulated using a combined formulation. Numerical results are presented using two dimensionless variables: the sedimentation Reynolds number and the generalized Froude number. From the present results, it has been shown that a solid particle is suspended at a smaller generalized Froude number as the viscosity of the surrounding fluid increases. The time taken for equilibrium position is found to be smaller as fluid viscosity increases when both : the sedimentation Reynolds number and the generalized Froude number are the same while, at the same situation, the dimensionless time taken for equilibrium position is to be nearly the same regardless of fluid viscosity when a dimensionless time variable is introduced

1. 서 론

낮은 레이놀즈 수를 가지는 채널 유동에서의 입자들의 거동은 화학공학의 생산공정[1,2]을 포함하여 많은 공학문제에서 나타나는 문제이다. 산업현장에서의 유동장과 입자의 상호작용에 관한 선행 연구들은 대부분 수치적 해석의 어려움으로 인해 실험적인 연구가 많은 부분을 차지하고 있다. 이전의 실험적 연구들은 전기장에 의해서 구동되는 유동장에서 입자 추적에 관한 연구,[3] 미소 채널 유동에서의 hydrodynamic focusing[4]에 대한 연구가 수행되었다. 한편, 낮은 레이놀즈 수를 가지는 채널유동 (미소채널 내의 압력구배 유동)에서의 입자와 유동장의 상호작용은 실험적인 연구가 주로 수행되었으나, 최근에 미소유체역학(Micro-fluidics)에 대한 관심과 응용이 급격히 증가함에 따라, 매우 낮은 레이놀즈 수를 가지는 채널 유동에서 유동장 내의 입자의 거동에 대한 수치 해석의 필요성도 커지고 있다.

수치적인 복잡성과 비 정렬 격자계의 생성이 번거로운 단점이 있지만, 고체입자와 유동장의 상호작용을 정확하게 모사할 수 있는 이점 때문에, 고체입자와 유동장의 상호작용을 고체입자를 둘러싼 비정렬격자계를 사용하여 직접 해석하는 방식이 Joseph 그룹[5~]에 의하여 제안되었다. 그들의 수치기법의 핵심은 유동장에 의하여 고체 입자에 작용하는 유체력(Traction)을 기존의 외재적인 방법을 사용하는 대신에 Helsa[9]에 의하여 고안된 결합공식화 (combined formulation)라는 내재적인 기법을 사용한 데 있다. 그들은 결합공식화라는 내재적인 방법을 이용하여 입자와 유동장 간의 상호작용 및 유동장의 비선형성을 모두 고려한 다양한 고체입자와 유동장의 상호작용문제를 안정적으로 해석할

† 회원, 서울산업대학교 기계공학과
E-mail : hgchoi@snut.ac.kr
TEL : (02)970-6312

수 있었다. Feng 등[6]은 Slender body 와 유동장의 상호작용에 대한 직접수치해석을 수행하여 적당한 레이놀즈 수를 가지는 유동에서 자유낙하 하는 slender body 는 주기적인 운동을 함을 보였다. 또한, Joseph 과 Ocando[7]와 Patankar[8] 등은 뉴톤 및 비뉴톤 채널 유동장에서 단일 고체 입자의 부력에 대한 수치해석을 수행하여 다양한 sedimentation 레이놀즈 수 및 밀도비(고체입자의 밀도/유체의 밀도)에서 평형위치에 대한 정보를 도출하고, 고체 입자의 미끄러짐 속도가 입자의 양력에 미치는 영향을 고찰하였다. 한편, 그들의 채널 유동장에서의 단일 고체입자의 평형위치에 대한 연구는 정상상태에만 관심을 가져서 평형위치에 도달하기까지의 비정상 거동은 깊게 논의되지 않았다. 따라서, 본 연구에서는 레이놀즈 수가 작은 채널 유동에서 단일 입자 혼합 유동의 suspension 을 비정상 모사를 통해서 단일 입자가 평형위치에 도달하는 데 걸리는 시간을 고찰하고자 한다(Fig. 1). 또한, 채널 유동에서 점성이 단일 입자 혼합 유동의 suspension 에 미치는 영향에 대해서도 평형위치에 도달하는 데 걸리는 시간의 관점에서 수치적으로 고찰하고자 한다.

본 논문의 2 장에서는 분리 유한요소법과 결합공식화에 근거한 수치기법에 대하여 서술한다. 3 장에서는 점성의 평형위치에 도달하는 데 걸리는 시간에 미치는 영향을 중심으로 수치 해석 결과를 서술하고자 한다.

2. 수치 해석 기법

2.1 결합공식화의 분리유한요소 공식화

본 연구에서는 Choi[10]가 발표한 수치기법을 이용하여 고체입자와 채널 유동의 상호작용을 수치해석 한다. 채널내의 내부유동은 채널 내에 압력 구배를 부과함으로써 구현된다. 유체의 지배방정식은 식 (1)의 비압축성 Navier-Stokes 방정식이며 고체입자의 운동은 식 (2)의 뉴턴의 제 2 법칙에 의하여 주어진다.

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \nabla \cdot \tilde{\sigma} \tag{1}$$

where $\tilde{\sigma} = \text{-}p\mathrm{I} + \tilde{\tau}$ and $\tilde{\tau} = \eta(\nabla\vec{u} + \nabla\vec{u}^T)$

$\nabla \cdot \vec{u} = 0$

$$M\frac{d\vec{U}}{dt} = Tr \text{ where } M = \begin{bmatrix} m & 0 & 0 \\ 0 & m & 0 \\ 0 & 0 & I \end{bmatrix}, \vec{U} = \begin{bmatrix} u \\ v \\ \Omega_p \end{bmatrix} \tag{2}$$

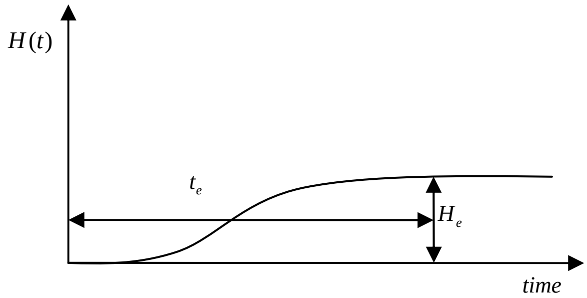


Fig. 1 1 Equilibrium height and time for a channel flow with a single particle.

식 (1)에서 I 는 identity 행렬, μ 는 유체의 점성계수를 나타내고, 식 (2)에서 우변의 Tr 은 유체에 의해 고체입자의 표면에 작용하는 힘(traction)을 나타낸다. 그리고, m 과 I 는 물체의 질량과 관성 모멘트를 u, v, Ω_p 는 물체의 병진속도와 각속도 성분을 나타낸다. 운동량 방정식과 질량 보존을 다른 시간 단계에서 구현하는 분리방법[11]은 대부분의 계산시간을 요하는 단계인 질량보존의 구현에서 드는 시간 비용을 절약하기 위해서 사용한다. 첫 번째 단계에서는 운동량 방정식과 물체의 운동방정식을 결합공식화를 이용하여 약형식으로 변환한다. 한편, 본 연구와 같은 유체/물체 상호작용 문제에서는 물체가 움직임에 따라 유체에 대한 격자도 같이 움직여야 하는데 이를 위해 ALE 알고리즘을 사용하고 격자의 속도($\vec{u}_m$)는 Laplace 방정식을 적당한 경계조건과 함께 푼다. ALE 알고리즘을 사용한 Navier-Stokes 방정식과 물체의 운동방정식을 P2P1 Galerkin 유한 요소법과 결합공식화를 이용하여 약형식으로 바꾸면 다음의 식이 얻어진다.

Find $\hat{u}_h, u_p \in R, v_p \in R, \Omega_p \in R$ *such that*

$$\int[\vec{w}\cdot\rho\frac{D\hat{u}}{Dt} + \nabla\vec{w} : \tilde{\sigma}]d\Omega - \int \vec{w}\cdot\tilde{\sigma}\cdot\vec{n}d\Gamma$$
$$+\delta\hat{U}_p(M\frac{d\hat{U}_p}{dt} - Tr) = 0 \tag{3}$$

for all admissible functions $w \in V_h$, where

$V_h = \{w_h \mid w_h \in H_h^1 \text{ on } \Omega \text{ - } (\Gamma_g \cup \Gamma_p), w_h = 0 \text{ on } \Gamma_g,$
$w_h = \delta\hat{U}_p + \Omega_p \times (\vec{x} - \vec{X}_c) \text{ on } \Gamma_p\}$

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\hat{u} - \vec{u}_m)\cdot\nabla$$

식 (3)은 P2P1 triangular 유한요소를 이용하여 이산화 되므로, 속도장은 이차 형상 함수를 사용하여

보간이 된다. 본 연구에서 사용한 수치해석에서는 입자의 이동에 따라 격자계가 이동하는 ALE 알고리즘을 사용하므로 위의 물질 도함수의 정의에 사용된 대류 속도는 격자계의 속도 $\vec{u}_m$ 를 고려한 상대속도를 사용한다. 한편, 위의 가중함수의 공간 V_h 에서 입자 표면 위 Γ_p 에 존재하는 절점의 가중 함수는 고체 입자 표면에 존재하는 유체의 속도는 그 점에서의 고체입자의 속도와 같다는 운동학적 구속조건을 고려하여 주어진다. 식 (3)에 대한 더 자세한 설명은 참고문헌 [10]을 참고한다. 식 (3)으로부터 얻어진 행렬식은 Bi-CGStab(12)을 이용하여 푼다. 질량보존의 구현을 위해서는 다음과 같은 식을 풀어 속도장과 압력장을 동시에 구해야 하는데 이 식으로부터 얻어지는 행렬식은 계산 단계에 관계없이 고정되어 있으므로 한 번만 계산한 후 저장하여 사용, 계산 시간을 줄일 수 있다.

$$\begin{aligned} &\frac{\vec{u}^{n+1}-\hat{u}}{\Delta t} = -\nabla p^{n+1} \\ &\nabla \cdot \vec{u}^{n+1} = 0 \\ &M\frac{\vec{U}_p^{\,n+1}-\hat{U}_p}{\Delta t} = Tr_p \end{aligned} \tag{4}$$

식 (4)를 식 (3)에서와 같은 방식으로 결합공식화를 이용하여 약형식으로 변환한 후 P2P1 triangular 유한요소를 이용하여 이산화하면 다음의 행렬식이 얻어진다.

$$\begin{bmatrix} M & B & E \\ B^T & 0 & 0 \\ Tr_v & Tr_p & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{u}^{n+1} \\ p \\ \vec{U}_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_u \\ 0 \\ f_p \end{bmatrix} \tag{5}$$

식 (5)에서 Tr_p 는 압력에 의해 물체에 작용하는 힘(Form drag)을, 그리고 Tr_v 는 점성력에 의해 물체에 작용하는 힘(Friction drag)을 나타낸다. E 는 물체 표면의 한 점에서 유체의 속도는 그 점에서 물체의 속도와 같다는 운동학적 구속조건과 관련된다. 식 (5)는 비대칭 행렬로 대칭 행렬일 경우보다 많은 기억용량과 계산 시간을 필요하므로 Maury 와 Glowinsky(13)가 제안한 대칭 공식화 방법을 이용하여 대칭 행렬 형태로 바꾼다. 이에 대한 더 자세한 내용은 참고문헌 [10]을 참고한다. 대칭 공식화 방법을 이용하면 다음과 같은 행렬이 얻어진다.

$$\begin{bmatrix} \tilde{M} & -\tilde{B} \\ \tilde{B}^T & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{u} \\ p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{f} \\ 0 \end{bmatrix} \tag{6}$$

위 대칭행렬은 Nam 등(14)에 의해 제안된 MILU 예조건 인자를 이용하여 예조건한 후 Conjugate Gradient 방법을 이용하여 푼다. 한편, 식 (6)에서 $\tilde{u} = [\vec{u}_i, \vec{U}_p]^T$ 는 물체(Rigid body)의 속도와 물체 표면을 제외한 지점에서 유체의 속도를 나타낸다. 물체 표면에서의 유체의 속도는 운동학적 구속조건으로부터 얻어진다.

2.2 무차원 변수

본 연구에서는 단일 입자 거동의 해석을 위하여 다음의 두 가지 무차원 변수, shear Reynolds 수 R 과 gravity(sedimentation) Reynolds 수 R_G 를 도입한다.(8,15)

$$\begin{aligned} R &= \frac{\rho_f V d}{\eta} = \frac{\rho_f \dot{\gamma}_w d^2}{\eta} \\ R_G &= \frac{\rho_f V_g d}{\eta} = \frac{\rho_f(\rho_p-\rho_f) g d^3}{\eta^2} \end{aligned} \tag{7}$$

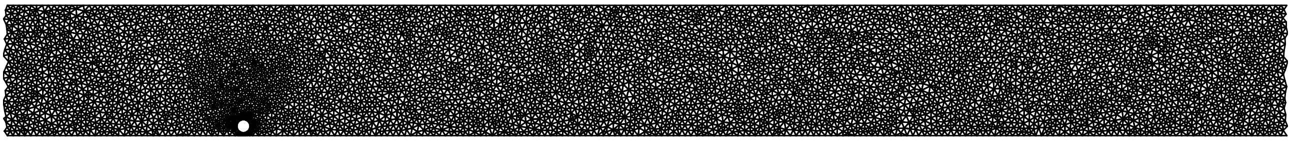
위의 식 (7)에서 R 은 압력 구배에 의한 유동장의 속도 스케일에 의해 정의된 Reynolds 수로서 채널 내의 유동장의 속도 스케일로는 $V = \dot{\gamma}_w d$ 를 사용한다. $\dot{\gamma}_w$ 는 채널 벽에서의 유체의 변형률로 폭이 W 인 채널에 평균압력구배 $\bar{p}$ 가 작용할 경우 $\dot{\gamma}_w = \frac{W\bar{p}}{2\eta}$ 로 표시된다. 자세한 유동과정은 부록을 참고한다. R_G 는 입자와 주변 유체의 밀도차에 의해서 유발되는 속도에 의하여 정의된 Reynolds 수로서 위의 식 (7)에서 채널 내의 입자의 gravity 속도 스케일은 다음과 같이 정의되었다.

$$V_g = \frac{(\rho_p-\rho_f) g d^2}{\eta} \tag{8}$$

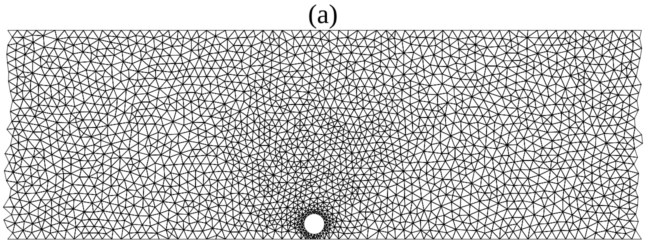
한편, 위에서 정의된 두 개의 속도 스케일의 조합으로부터 다음의 gravity parameter 가 정의된다.

$$G = \frac{V_g}{V} = \frac{(\rho_p-\rho_f) g d}{\eta \dot{\gamma}_w} = \frac{2(\rho_p-\rho_f) g d}{W\bar{p}} \tag{9}$$

식 (7)의 shear Reynolds 수와 식 (9)의 gravity parameter 의 비는 다음의 generalized Froude 수로



(a)



(b)

Fig. 2 (a) Periodic unstructured mesh for a channel flow with a single particle (b) Unstructured mesh around a single particle

정의된다.

$$\frac{R}{G}=\frac{d\dot{\gamma}_w^2}{(\rho_p/\rho_f-1)g}=\frac{\rho_f dW^2\overline{p}^2}{4g\Delta\rho\eta^2} \qquad (10)$$

Generalized Froude 수는 입자와 주변 유체의 밀도차에 의한 부력 무게(buoyant weight)에 대한 압력 구배에 의한 유체 관성력의 비를 나타낸다. 따라서, generalized Froude 수가 클수록, 또는 gravity parameter 가 작을수록 입자는 빨리 suspension 이 된다. 식 (7)의 gravity(sedimentation) Reynolds 수는 R 과 G 의 곱으로도 정의되며, 벽에서의 변형률 $\dot{\gamma}_w$ (벽 변형률)에 의존하지 않음을 주목할 필요가 있다. 또한, 식 (7)과 (10)로부터 주변유체의 밀도와 입자의 크기가 일정할 때 sedimentation Reynolds 수와 generalized Froude 수는 다음과 같은 비례관계식을 가짐을 주목할 필요가 있다.

$$R_G\sim\frac{\Delta\rho}{\eta^2} \qquad \frac{R}{G}\sim\frac{\overline{p}^2}{\eta^2\Delta\rho} \qquad (11)$$

여기서, $\Delta\rho$ 는 고체입자와 주변 유체의 밀도차이다.

2.3 격자계

단일 고체 입자의 채널 유동에서의 suspension 문제는 유체의 물성치와 채널 내의 유동 조건에 따라 평형 위치에 도달하는 시간이 달라진다. 따라서, R/G 가 작으면서 점성계수가 작은 경우에는 평형위치에 도달하는 시간이 매우 길어져서 계산 영역의 크기도 매우 커지게 된다. 본 연구에서는 선행 연구들[7,8]과 같이 채널 내의 주기적인 격자를 생성하여 수치해석을 수행하였다. Fig. 2 는 단일 입자를 포함하는 채널 내의 주기적인 격자계와 입자 주위의 비정렬격자계를 나타낸다. 한편, Fig. 2 에 나타난 격자계는 삼각형 요소의 변의 중앙에 위치하는 중앙 절점(mid-node)을 제외한 꼭지점 절점만을 나타낸 것이다. 채널의 길이는 고체 입자의 특성길이 보다 충분히 길어서 유동장의 주기성이 보장되도록 하였다. 고체 입자 주위의 격자의 조밀도는 격자계와 무관한 해가 얻어질 때까지 조밀한 격자계를 사용하여 격자계와 무관한 해를 얻었다. 본 연구에서는 고체 입자 표면에 약 45 개의 절점을 사용하여 비정렬격자계를 생성할 경우 격자계와 무관한 해를 얻었다. 자세한 내용은 3.1 절을 참고한다.

3. 결과 및 토의

본 연구에서 사용한 채널의 폭은 W = 1.0 cm 이며, 입자의 크기는 d = 0.1 cm, 유체의 밀도는 ρ_f = 1.0 g cm^{-3} 로 고정한다. 채널의 길이는 유동장의 주기성이 보장되도록 충분히 긴 채널을 사용한다. 본 연구에서 채널의 길이는 10W 를 사용하였다

3.1 격자 및 시간 간격 분해도가 해에 미치는 영향

격자 및 시간 분해도가 해에 미치는 영향을 검토하기 위하여 밀도차가 0.01 g cm^{-3} 이고 압력 구배는 1000 dyne cm^{-3} 이며 유체의 점성계수는 1.0 g cm^{-1} sec^{-1} 인 경우에 시간 간격과 격자의 조밀도를 변경하면서 평형 위치와 평형위치에 도달하는 시간을 비교한다. Table 1 은 4 개의 서로 다른 시간

Table 1 Dependence of the dimensionless equilibrium height and time on time-step size and grid resolution; the dimensionless equilibrium times are denoted in parenthesis

Δt	0.005	0.01	0.03	0.05
Mesh Ⅰ	2.84 (17.40)	2.84 (17.40)	2.84 (17.40)	2.83 (17.40)
Mesh Ⅱ	2.84 (17.40)	2.84 (17.40)	2.84 (17.40)	2.84 (17.40)
Mesh Ⅲ	2.84 (17.40)	2.84 (17.40)	2.84 (17.40)	2.84 (17.40)

간격과 3 가지의 서로 다른 격자를 사용한 경우에 대한 무차원화 된 평형 위치 및 평형위치의 60%에 도달하는 무차원화된 시간 값을 비교한다. Table 1 에서 시간 간격의 크기와 평형 위치 도달 시간은 d^2/ν 로 무차원화된 값이며, 평형 위치는 입자의 직경으로 무차원화된 값이다. 괄호 안의 값은 평형 위치 도달 시간을 나타낸다. Mesh I, II 와 III 은 구형 고체 입자 표면에 30 개, 45 개, 60 개의 절점을 입력한 후에 생성된 비정렬 격자계로서, 각각에 격자계에서 사용된 요소의 수는 약 6200, 13000, 24200 개이다. 한편, 본 연구에서는 속도에 대하여 2 차 형상 함수를 사용하였다. Table 1 의 결과로부터 무차원화된 시간간격의 크기가 특성시간의 0.03 배보다 작으며 격자계는 Mesh II 또는 Mesh III 를 이용하면 격자계와 시간 간격의 크기와 무관한 해를 얻음을 알 수 있다. 따라서, 본 연구에서는 시간 간격으로는 특성 시간의 0.01 배의 값을 사용하며, 격자계는 Mesh II 를 사용하여 격자계와 시간 간격의 크기에 무관한 해를 얻었다.

3.2 무차원 변수가 단일 입자의 평형 도달시간에 미치는 영향

본 절에서는 주어진 문제를 지배하는 두 개의 무차원 변수 Sedimentation Reynolds 수와 generalized Froude 수가 단일 입자의 suspension 에미치는 영향을 고찰한다. Table 2 는 주변 유체의 점성계수가 다른 세 가지 경우에 sedimentation Reynolds 수와 generalized Froude 수의 변화에 따른 단일 입자의 suspension 특성을 나타낸다. Table2 에 주어진 값은 서로 다른 R_G 와 R/G 의 조합에 대하여 입자의 직경으로 무차원화된 입자의 평형 위치를 나타낸다. ╳ 로 표기한 경우는 충분히 오랜 시간 동안의 해석에도 입자가 suspension 이 되지 않는 경우를 나타낸다. Table 2 에 주어진 수치 해석결과는 밀도차를 0.01 로 고정하여 얻었다. 따라서, sedimentation Reynolds 수와 generalized Froude 수는 다음의 관계식으로 표현된다.

Table 2 Effect of sedimentation Reynolds number and generalized Froude number on dimensionless equilibrium height

η (gcm^{-1} sec^{-1})	R_G \ R/G	112.5	159.4	255.0
0.01	9.81×10^{-1}	╳	╳	╳
0.1	9.81×10^{-3}	╳	0.66	0.93
1.0	9.81×10^{-5}	0.62	0.76	1.06

$$R_G = \frac{9.81\times10^{-5}}{\eta^2}$$
$$\frac{R}{G} = 0.255\left(\frac{\bar{p}}{\eta}\right)^2 \sim \dot{\gamma}_w^{\,2} \tag{12}$$

Table 2 로부터 R_G 의 값이 작을수록 더 작은 R/G 값에서 입자의 suspension 현상이 일어남을 알 수 있다. 또한, Table 의 결과와 식 (12)로부터 동일한 고체 입자의 대하여 주변 유체의 점성이 클수록 더 작은 벽 변형률에서 suspension 이 됨을 확인할 수 있다.

3.3 유체의 점성계수가 단일 입자의 평형 도달 시간에 미치는 영향

본 절에서는 유체의 점성이 채널유동에서 단일 입자의 suspension 에 미치는 영향에 대해 수치적으로 고찰하고자 한다. 3.1 절에서 정의된 채널에서 동일한 R_G 와 R/G 를 가지나 주변 유체의 점성계수가 서로 다른 세 가지 경우의 계산을 수행하여 점성계수가 단일 입자의 평형 위치에 도달하는 시간에 미치는 영향을 검토한다. 주변 유체의 점성계수가 서로 다른 세 가지 경우에 대하여 R_G 와 R/G 가 동일한 값을 갖도록 서로 다른 밀도차와 압력구배를 지정하였다. Table 3 은 동일한 R_G 와

Table 3 Dependence of equilibrium height on fluid viscosity

η ($gcm^{-1}sec^{-1}$)	R_G	R/G	he^*= he/d	t_e (sec)	t_e^*= t_e/t_c
0.01	9.81 × 10^{-4}	10^4 /9.81	1.99	548.0	548.0
0.1	9.81 × 10^{-4}	10^4 /9.81	1.99	58.0	580.0
1.0	9.81 × 10^{-4}	10^4 /9.81	1.99	5.67	567.0

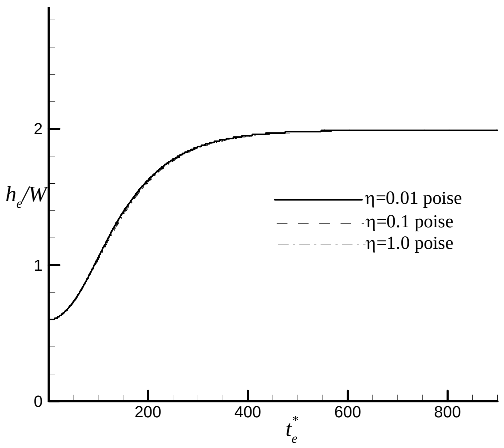


Fig. 3 Evolution of particle height with a nondimensional time for various fluid viscosities

R/G 수를 가지나 주변 유체의 점성계수가 다른 세 가지 경우의 수치해석을 수행하여 얻은 결과를 나타낸다. 각각의 경우의 무차원 변수가 같으므로 평형 위치는 동일함을 알 수 있다. 하지만, 평형 위치에 도달하는 시간은 서로 다르며, 이는 점성 계수의 역수에 비례함을 알 수 있다.

즉, 점성 계수가 큰 주변 유체가 동일한 sedimentation Reynolds 수와 generalized Froude 수에서 suspension 이 되는 경우 더 빨리 평형위치에 도달함을 발견하였다.

한편, d^2/ν 로 무차원화된 시간을 적용하면 세 가지 경우의 평형위치에 도달하는 시간은 거의 같음을 수치적으로 발견하였다. 각각의 수치해석에 대하여 평형위치에 도달하는 시간은 평형위치를 소수 셋째 자리까지만 출력하여 그 값이 0.198 에서 0.199 로 변화는 시각으로 정의하여 얻었다. Fig. 3 은 세 가지 경우의 수치해석으로 얻어진 무차원화된 시간에 따른 단일 입자의 높이 변화를 나타낸다. d^2/ν 로 무차원화된 시간을 사용할 경우, 입자 위치변화 이력은 동일한 한 개의 곡선으로 표시됨을 알 수 있다. 한편, 식 (12)와 부록의 식 (15)를 고려하면 동일한 R_G 와 R/G 의 값을 가지기 위해서 유체의 점성이 10 배 증가할 때 밀도차와 압력구배는 각각 100 배 증가하여야 함을 알 수 있다. 따라서, 벽 변형률의 역수(γ_w^{-1})로 특성 시간을 사용해도 동일한 결과를 얻을 수 있음을 알 수 있다. Fig. 4 는 점성 계수가 0.01 poise 인 경우에 평형위치에서의 고체입자 주위의 속도장 및 압력장을 나타낸다. 평형위치에서 입자는 주유동 방향으로 일정 속력를 가지며 중력방향으로는 영의 속력을 가진다. 또한, 일정한 각속도를 가지게 된다. Fig. 4 에서는 평형상태에서 시계방향으로 일정한 각속도로 회전하며 S 로 표기한 지점이 최대 압력값을 가지는 정체점에 해당한다. 이 상태에서 유체보다 무거운 고체입자는 순 합력이 위로 작용하는 압력과 점성응력에 의해서 균형을 이룬다.

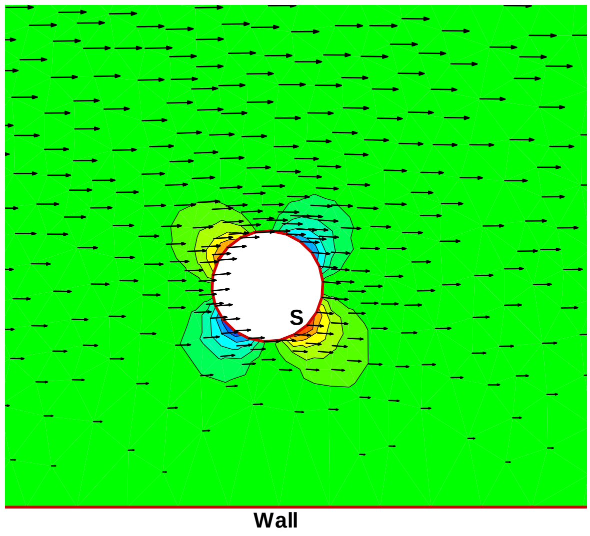


Fig. 4 Velocity field and pressure contours around a single particle at equilibrium

4. 결 론

본 논문에서는 채널 내의 존재하는 단일 입자의 suspension 현상을 수치해석 하였다. 주어진 문제를 지배하는 두 개의 무차원 변수 Sedimentation Reynolds 수와 generalized Froude 수의 변화에 따른 고체입자의 거동에 점성계수가 미치는 영향을 고찰하여 다음의 결론을 얻었다.

(1) 동일한 고체 입자에 대하여 주변 유체의 점성이 클수록 (R_G 가 작을수록) 더 작은 R/G 에서 (더 작은 벽 변형률에서) suspension 이 된다. 즉, 고체 입자는 점성이 큰 유체 내에서 더 쉽게

suspension 이 됨을 알 수 있다.

(2) R_G 와 R/G 의 값이 동일한 경우에 평형 위치는 동일하나, 평형위치에 도달하는 시간 t_e 는 유체의 점성계수가 클수록 짧아짐을 확인하였다. 즉, t_e 는 유체 점성계수의 역수에 선형적으로 비례함을 발견하였다.

(3) R_G 와 R/G 의 값이 동일한 경우에 평형위치에 도달하는 시간은 d^2/v 로 무차원화 된 시간을 사용할 경우 그 값이 유체의 점성계수에 무관하게 동일함을 발견하였다.

후 기

이 논문은 2006 년 정부(교육인적자원부)의 재원으로 한국학술진흥재단의 지원을 받아 수행된 연구임(KRF-2006-331-D00061).

참고문헌

(1) Lee, S. J. and Lee, S. J., 1992, "Numerical Simulation of Extrudate Swell of Semiconcentrated Fiber Suspensions, Recent Advances in Non-Newtonian Flows," AMD-Vol.153, pp. 87~92.

(2) Altan, M. C. and Rao, B. N., 1992, "Numerical Analysis of Channel Flows Containing Suspended Rigid Particles, Recent Advances in Non-Newtonian Flows," AMD-Vol.153, pp. 93~101.

(3) Devasenathipathy, S., Santiago, J.G. and Takehara, K., 2002, "Particle Tracking Techniques for Electrokinetic Microchannel Flows," *Anal. Chem*., Vol. 74, pp. 3704–3713.

(4) Zabow, G., Assi, F., Jenks, R., Prentiss, M., 2002, "Guided Microfluidics by Electromagnetic Capillary Focusing," *Appl. Phys. Lett*., Vol. 80, pp. 1483~1485.

(5) Hu, H. H., Joseph, D. D. and Crochet, M. J., 1992, "Direct Simulation of Fluid Particle Motions," *Theoret. Comput. Fluid Dynam*. Vol. 3, pp. 285~306.

(6) Feng, J., Hu, H. H. and Joseph, D. D., 1994, "Direct Simulation of Initial Value Problems for the Motion of Solid Bodies in a Newtonian Fluid. Part 1. Sedimentation." *J. Fluid Mech*. Vol. 261, pp. 95~134.

(7) Joseph, D. D. and Ocando, D., 2002, "Slip Velocity and Lift," *J. Fluid Mech*. Vol. 454, pp. 263~286.

(8) Patankar, N. A., Huang, P. Y., Ko, T. and Joseph, D. D., 2001, "Lift-off of a Single Particle in Newtonian and Viscoelastic Fluids by Direct Numerical Simulation," *J. Fluid. Mech*. Vol. 438, pp. 67~00.

(9) Hesla, T. I., Combined Formulation of Fluid-Particle Problem (unpublished note, 1991).

(10) Choi, H. G., 2000, "Splitting Method for the Combined Formulation of the Fluid-Particle Problem," *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg*. Vol. 190, 1367~1378.

(11) Choi, H. G., Choi, H. and Yoo, J. Y., 1997, "A Fractional 4 Step Finite Element Formulation of the Unsteady Incompressible Navier-Stokes Equations Using SUPG and Linear Equal-Orderelement Methods," *Comput. Methods. Appl. Engrg*., Vol. 143, pp. 333~348.

(12) Van der Vorst HA., 1992, "BI-CGSTAB: A Fast and Smoothly Converging Variant of Bi-CG for the Solution of Non-Symmetric Linear Systems," *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, Vol. 12, pp. 631~634.

(13) Moury, B. and Glowinsky, R., 1997, "Fluid-Particle Flow: a Symmetric Formulation," *C.R. Acad. Sci. Paris*, Vol. 324, pp.1079~1084.

(14) Nam, Y. S. and Choi, H. G., and Yoo, J. Y., 2002, "MILU Preconditioning for P2P1 Finite Element Formulation of the Incompressible Navier-Stokes Equations," *Comput. Methods. Appl. Engrg.*, Vol. 191, pp.4323~4339.

(15) Choi H. G. and Joseph, D. D., 2001, "Fluidization by Lift of 300 Circular Particles in PlanePoiseuille Flow by Direct Numerical Simulation," *J. Fluid Mech.*, Vol. 438, pp. 101~128.

부 록

A.1 일정 압력구배가 작용하는 채널 유동에서의 벽 변형률

일정한 압력구배에 의하여 구동되는 주기적인 채널 내부의 유동에서 벽 변형률 $\dot{\gamma}_w$ 은 다음과 같이 유도된다. 채널 유동에서 채널 중심의 속도를 U_m 이라 하면, 속도 분포는 다음과 같이 주어진다.

$$U(y) = 4U_m \frac{y}{W}\left(1 - \frac{y}{W}\right) \quad \text{(A1)}$$

여기서, W 는 채널의 폭이다. 한편, $2\tau_w = \bar{p}W$ 로 주어지는 힘의 균형관계를 적용하면 U_m 은 다음의 식으로 표시된다. 여기서 $\bar{p}$ 는 채널 단위 길이당 작용하는 압력구배이다.

$$U_m = \frac{W^2 \bar{p}}{8\eta} \quad \text{(A2)}$$

따라서, 벽 변형률 $\dot{\gamma}_w$ 은 다음의 식으로 표시된다.

$$\dot{\gamma}_w = \left.\frac{du}{dy}\right|_w = \frac{4U_m}{W} = \frac{W\bar{p}}{2\eta} \quad \text{(A3)}$$