

<학술논문>

DOI:10.3795/KSME-B.2008.32.6.421

3 차원 입자와법을 이용한 높은 스트로홀수로 진동하는 구에 대한 유동장의 수치해석

이상환[†], 박윤섭^{*}, 조영택^{*}, 안철오^{*}, 서인수^{*}
(2007년 12월 4일 접수, 2008년 4월 29일 심사완료)

Flow Characteristics Around the Oscillating Sphere at High Strouhal Number Using Three-Dimensional Vortex Element Method

Sang Hwan Lee, Yun Sub Park, Young-Taek Cho, Cheol-O Ahn and In Soo Seo

Key Words : Vortex Element Method(입자와법), Oscillating Sphere(진동하는구), Fast Algorithm(고속화 알고리즘), Strouhal Number(스트로홀수)

Abstract

In this paper, we investigated the flow of an incompressible viscous fluid past a sphere which is oscillated one-dimensionally over flow regimes including laminar flow at Reynolds number of 100, 200 and Strouhal number of up to 5000. In order to analyze flow and estimate critical Strouhal number, we introduce three-dimensional vortex element method. With this method, separation only appears in decreasing velocity region during the high Strouhal numbers. We find out that vorticity distribution around sphere is proportionl to the Strouhal number. And we can decide that low Strouhal number is below 100, high Strouhal number is above 500 from many results. Thus the critical Strouhal number(St) effected to the flow field is expected to be $100 < St < 500$.

기호설명

U_b : 물체의 병진속도
 Ω_b : 물체의 회전 각속도
 U_s : 물체 표면의 속도벡터
 x_s : 물체의 위치벡터
 U_∞ : 자유 유동속도벡터
 C_D : 항력계수
 $\overline{C_D}$: 시간평균 항력계수

A_0 : 유동장의 최고속도
 u : 속도 벡터
 a : 구의 반지름
 Re : 레이놀즈 수
 St : 스트로홀 수
 θ : 구좌표계 변수
 ϕ : 구의 진동 위상
 ω : 와도
 Γ : 입자의 강도
 γ : 와판의 강도
 ν : 동점성계수
 σ : 입자 코어반경

[†] 책임저자, 회원, 한양대학교 기계공학과
E-mail : shlee@hanyang.ac.kr

TEL : (02)2220-0445 FAX : (02)2220-0445

^{*} 한양대학교 대학원 기계공학과

1. 서론

몽투하고 단순한 형태를 가지는 구와 실린더는 공학적 해석 모델로 많이 이용되어왔다. 실린더 주위유동은 많은 연구자들에 의해서 연구가 진행되어온 반면에 구 주위에 대한 유동현상은 그 중요성에 비추어 연구가 별로 없다.

특히, 진동하는 구 주위의 유동은 입자 수송 및 여과 침전등에서 적용될 수 있으며, 이러한 유체와 물체간의 상호 작용은 열, 물질전달의 증감, 소음, 건조등의 문제로 보다 넓게 이용될 수 있다. 구에 대한 연구는 Sakamoto 와 Haniu⁽¹⁾에 의해 레이놀즈 수 800 이하에서 유동의 대칭과 후류 주기성에 따라 4 가지 영역으로 나누는 실험이 수행되었다. Odar 와 Hamilton⁽²⁾은 점성유체내 $Re \leq 64$ 범위에서 가속하는 구에 작용하는 힘에 대해 연구하였으며, 대류에 의한 가속 영향을 고려한 힘에 관한 식을 이끌어 내었다.

Mei 와 Adrian⁽³⁾은 $St \ll Re \ll 1$ 에서 구 주위의 비정상 유동 연구에서 비정상 항력이 스트로울수(St)에 비례함을 보였고, Mei⁽³⁾ 등의 수치해석 결과와 일치함을 보였다. Chang 과 Maxey⁽⁴⁾는 스펙트럴법을 이용한 직접수치해석을 통하여 $Re \leq 20$ 에서 구 주위의 유동장을 해석하였고 박리가 일어나지 않는 구간에서도 구의 진동이 있을 경우 감속 부분에서는 박리가 발생함을 보였다.

Blackburn⁽⁵⁾은 Schmidt수 1 과 $1 < Re < 100$, $20 < St < 2000$ 의 영역의 유동장에 대해 고정된 구와 조화함수로 주기 운동하는 구 주위 유동에 대한 수치해석을 하였다.

본 연구에서는 비정상 유동에서 높은 정확도를 가지는 입자와법을 이용하여 $Re=200$ 이하의 비정상 층류 축대칭 유동영역내에서 기존의 연구대상이었던 범위보다 높은 St ($St < 5000$)에 대하여 모사하였다. 이때, 높은 St 와 낮은 St 를 정의하였고, 그 두 범위에 대해서 유동장내의 특징과 경계가 되는 임계 St 의 존재 범위를 예측하였다.

2. 입자와법

입자와법은 와도방정식을 지배 방정식으로 한다.

$$\frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} = \frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \boldsymbol{\omega} = (\nabla \mathbf{u}) \cdot \boldsymbol{\omega} + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} \quad (1)$$

Chorin⁽⁶⁾이 제안한 점성분할 알고리즘(viscous splitting algorithm)에 따라 와도방정식은 대류항의 과 신장 및 확산항으로 분리할 수 있다. 따라서,

식 (2)의 대류방정식과 식 (3)의 신장. 확산방정식으로 각각 구분된다. 그 다음 이식들을 부분단계 알고리즘(fractional step algorithm)에 적용하는 과정을 거친다.

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \boldsymbol{\omega} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} = (\nabla \mathbf{u}) \cdot \boldsymbol{\omega} + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} \quad (3)$$

Fig. 1 은 식 (2)과(3)을 이용하여 본 연구에 적용된 수치해석 과정의 흐름을 보여주고 있다.

2.1 대류항

대류항은 입자 상호간에 야기되는 속도를 계산하는것으로써 Winckelmans와 Leonard⁽⁷⁾가 제안한 방법을 적용하였으며, 다음과 같다.

$$u(\mathbf{x}_i(t), t) = - \sum_{j=1}^N \frac{q(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j| / \sigma_{ij})}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|^3} \times \boldsymbol{\alpha}_j \quad (4)$$

여기서 σ_{ij} 와 N 은 각각 입자의 코어반경과 입자개수를 나타내며, $\boldsymbol{\alpha}_j$ 는 입자가 가지는 강도를 나타낸다.

2.2 신장항

신장항은 2 차원 와도방정식에서는 볼 수 없는 3 차원 와도방정식의 특이항이다. 신장에 의한 입

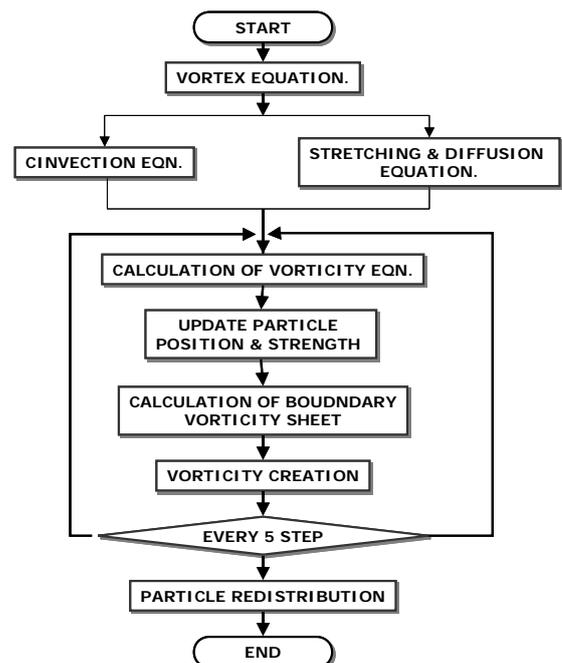


Fig. 1 Flow chart of fractional step algorithm for 3D vortex element method

자 강도는 다음과 같이 계산된다.

$$\left. \frac{d\boldsymbol{\alpha}}{dt} \right|_{st} = (\nabla \mathbf{u}(\mathbf{x}(t), t)) \cdot \boldsymbol{\alpha}(t) \quad (5)$$

식 (5) 에 Winkelmanns와 Leonard⁽⁷⁾가 제안한 Transpose Scheme을 적용하게 되면 식 (6)와 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{d\boldsymbol{\alpha}_i}{dt} = & \sum_{j=1}^N \frac{1}{\sigma^3} \left[\frac{q(\rho)}{\rho^3} (\boldsymbol{\alpha}_i \times \boldsymbol{\alpha}_j) \right. \\ & + \frac{1}{\sigma^2} \left(-\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\frac{q(\rho)}{\rho^3} \right) \right) \\ & \left. \times (\boldsymbol{\alpha}_i \cdot ((\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) \times \boldsymbol{\alpha}_j) (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

식 (6)에 대해 Winkelmanns와 Leonard⁽⁷⁾의 3 차원 정규화 함수에 고차 대수 완화를 사용하면 $q(\rho)$ 와 $-\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\frac{q(\rho)}{\rho^3} \right)$ 항은 각각 식 (7),(8)과 같이 표현된다.

$$q(\rho) = \frac{1}{4\pi} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\rho}{\sqrt{2}} \right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \rho e^{-\frac{\rho^2}{2}} \right] \quad (7)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\frac{q(\rho)}{\rho^3} \right) = \frac{3q(\rho)}{\rho^5} - \frac{1}{\rho^2} \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{\rho^2}{2}} \quad (8)$$

2.3 확산항

점성 확산항의 계산은 Degond와 Mas-Gallic가 제안한 입자강도교환법(Particle Strength Exchange, PSE)⁽⁸⁾을 이용한다. 이 알고리즘에서 라플라스 연산자 (∇^2)는, 적분연산자로 식 (9)와 같이 간략화 될 수 있다.

$$\nabla^2 \boldsymbol{\omega}(\mathbf{x}) \cong \frac{2}{\sigma^2} \int \eta_\sigma(x_i - x_j) (\boldsymbol{\omega}(x_i) - \boldsymbol{\omega}(x_j)) dy \quad (9)$$

여기에서 $\eta_\sigma(s)$ 는 $-\int \eta(s) ds$ 을 나타낸다. 식 (9)를 입자들에 대하여 이산화하면 입자강도의 진화방정식 (evolution equation)을 얻을 수 있으며, 다음과 같다.

$$\left. \frac{d\boldsymbol{\alpha}_i}{dt} \right|_{PSE} \cong 2\nu \sum_{j \in \mathcal{X}} \frac{1}{\sigma_{ij}^2} (V_i \boldsymbol{\alpha}_j - V_j \boldsymbol{\alpha}_i) \eta_{ij}(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) \quad (10)$$

여기에서 \mathcal{X} 에 가우시안 완화함수 (Gaussian Smoothing)를 적용하였으며, \mathbf{x}_i 으로부터 5σ 정도 떨어져 있는 입자들을 나타낼 수 있으며,

$$\eta_{ij}(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) = \eta((\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) / \sigma_{ij}^3) \text{이다.}$$

이러한 PSE 법의 장점은 안전성과 효율에 있다. 다만, 이 방법의 정확도는 적당히 뿌려진 입자들의 위치가 구적법에 합당한가가 중요시 된다. 즉 다음에서 살펴볼 입자재배치(particle redistribution) 과정이 반드시 선행되어야 한다.

2.4 입자재배치

PSE 법을 적용하여 확산과정을 모사할 때, 점성항을 효과적으로 나타내기 위해 입자들간의 균일한 중첩이 요구된다. 그러나, Lagrangian 방법의 특성상 대류에 의한 입자간격의 변형이 불가피하므로 일정한 시간 간격마다 입자의 재배치가 요구된다.

본 연구에서는 일반적인 형상에서도 적용이 가능한 입자재배치 커널을 도입하여 보다 복잡한 형상에서도 유동해석이 가능하였다. 또한, 이 방법으로 유동장내에 놓여진 물체의 형상이 틀려질 때마다 격자를 재구성하지 않고 유동장 해석을 할 수 하였다.

입자재배치법은 Ploumahnse와 Winkelmanns⁽⁹⁾이 제안한 $\Lambda_3 \Lambda'_2 \Lambda'_3$ scheme을 사용하여 연산하였다.

2.5 와판의 연산

각 입자들은 대류에 의해 위치가 변화되고 신장과 확산에 의해 강도가 변한다. 따라서, 물체 경계면 접선속도 (ΔU_{slip})는 시간에 따라 변화하게 된다. 이때 접선방향에 대한 속도성분은 식 (11)를 이용하여 구하고, 이 속도를 상쇄시키기 위한 와판의 강도는 식 (12)에 의해 얻어진다.⁽⁸⁾

$$\Delta U_{slip} = -\frac{1}{4\pi} \sum_j \frac{1}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|^3} (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) \times \boldsymbol{\alpha}_j \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \Delta U_{slip} = & \frac{1}{2} \Delta \gamma(\mathbf{x}) \times \mathbf{n} \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_s \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}') \times \Delta \gamma(\mathbf{x}) dx' \end{aligned} \quad (12)$$

여기에서 $\Delta \gamma$ 은 와판에서의 강도이며, \mathbf{n} 은 물체의 경계면에서 바깥으로 향하는 수직벡터를 의미한다.

2.6 와판의 확산

와판의 강도 ($\Delta \gamma$)는 확산방정식에 의해 와판 주변입자로 확산시켜야 한다. 즉, 와판의 강도를 계산한 후, 구주위 입자는 확산과정을 통해 시간동안 새롭게 생성된 와도로 바뀌며, 이는 식 (14)로

표현 할 수 있다.

$$\nu \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{n}} = \frac{\Delta \gamma}{\Delta t} \quad (13)$$

본 연구에서는 Ploumhans⁽⁸⁾가 제안한 W-scheme 을 사용하였다. 각 입자가 와판으로부터 받게 되는 순환(circulation)값은 식 (14)와 같다.

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha_i}{dt} = \frac{\Delta \gamma}{\Delta t} & \left(\text{erfc}(u) \right)_{\left(z_i - h_i/2 \right) / \sqrt{4\nu t}} \\ & \times \left(\sqrt{4\nu t} \frac{1}{2} \left(\begin{aligned} & \left[\text{ierfc}(u) \right]_{\left(x_i + h_i/2 - b/2 \right) / \sqrt{4\nu t}}^{\left(x_i + h_i/2 - b/2 \right) / \sqrt{4\nu t}} \\ & - \left[\text{ierfc}(u) \right]_{\left(x_i - h_i/2 + b/2 \right) / \sqrt{4\nu t}}^{\left(x_i - h_i/2 + b/2 \right) / \sqrt{4\nu t}} \end{aligned} \right) \right) \\ & \times \left(\sqrt{4\nu t} \frac{1}{2} \left(\begin{aligned} & \left[\text{ierfc}(u) \right]_{\left(y_i + h_i/2 - f/2 \right) / \sqrt{4\nu t}}^{\left(y_i + h_i/2 - f/2 \right) / \sqrt{4\nu t}} \\ & - \left[\text{ierfc}(u) \right]_{\left(y_i - h_i/2 + f/2 \right) / \sqrt{4\nu t}}^{\left(y_i - h_i/2 + f/2 \right) / \sqrt{4\nu t}} \end{aligned} \right) \right) \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \text{ierfc}(s) &= \int_s^\infty \text{erfc}(v) dv \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-s^2) - s \text{erfc}(s) \end{aligned} \quad (15)$$

식 (14)에서 $0 < z_i < h_i$ 이면, $z_i = h_i/2$ 이다. 다른 경우에 대해서는 $h_{i,j} = h_i/2$ 이다. 식 (14)는 면적이 $b \times f$ 인 사각패널과 고체 경계면 주위에 한 변의 길이가 h 인 정육면체로 구성 되었을 때의 강도 확산을 위한 방법이다. 입자들이 와판을 따라 정렬된 정규 격자 위에 놓인다면, 위의 방법은 항상 보존적이지만, 실제로 입자들의 공간 분포는 패널을 따라 정렬되어 있지 않기 때문에 위의 방법은 정확한 보존을 보장할 수 없다. 그러므로 와도장을 보다 정확하게 보존하기 위해 교정이 필요하며 이때 식 (16)이 적용된다.

$$\Delta \alpha_{i, \text{conserv}} = \Delta \alpha_i + \frac{|\Delta \alpha_i|^2}{\sum_j |\alpha_j|^2} \left(S \Delta \gamma - \sum_j \Delta \alpha_j \right) \quad (16)$$

3. 고속화 알고리즘

입자와법문제에서 기본적으로 모든 개개의 입자는 그 자신을 제외한 다른 모든 입자가 가지는 상호 작용(포텐셜, 힘 혹은 유기속도)을 연산해야 한다. 그로 인해, 입자의 수가 증가함에 따라 연산횟수는 그 제곱에 비례한다는데 그 어려움이 있다. 이런 점을 극복하기 위해 본 연구에서는 Barnes와 Hut^(10,11)의 방법을 사용하였다. 이 방법은 공간에

분포하고 있는 입자들을 그 위치정보에 근거하여 트리구조로 분할하고, 이를 연결 리스트로 만들어, 임의 입자와 충분히 멀리 떨어져 있을 때, 그 상호작용이 미미한 입자들의 집합을 하나의 입자로 간주하여 연산을 간략화 하는 것이다. 따라서, 입자계 연산에 있어서 연산량을 에서 으로 줄이는 효과로 인해 고속화를 이룰 수 있었다.

본 연구에서 이러한 기법을 적용하기 위해 병렬화된 프로그램을 구동하였으며, 16 대의 node (AMD Athlon XP 2400+와 512MB 의 메모리 탑재) 와 100MB switching hub 로 구성된 Linux Cluster 에서 계산을 수행하였다.

4. 정지해 있는 구

정지 상태의 구에 대한 연구는 실험이나 다양한 수치 해석 등에 대한 많은 연구가 있었다. 이러한 결과를 바탕으로 다음부터 살펴볼 $Re=100, 200$ 에 대하여 본 연구 결과와 기존의 연구의 결과를 비교함으로써 입자와법을 이용한 연구의 타당성을 살펴보고자 한다.

구의 해석상의 반지름은 a 로 나타냈고, 그 크기는 1 이다. 또한, 구의 표면은 삼각형격자로 이루어진 4108 개의 와판으로 구성되어 있다. 각 와판은 3 차원상의 3 축에 대해 모두 대칭을 이룬다.

본 연구에서 항력계수는 구 주위의 유체에 의해 작용받는 항력과 연관을 나타내며 다음과 같이 표현된다.

$$\overline{C_D} = \frac{2}{U_0^2} \frac{I_x(T_2) - I_x(T_1)}{T_2 - T_1} \quad (17)$$

여기에서 I_x 는 x 방향으로의 선형 충격량을 나타내며, T 는 시간을 나타낸다..

Table 1 은 정상상태의 $Re=100, 200$ 에서 항력계수와 속도 성분이 0 이 되는 박리기포를 조사하여

Table 1 Drag Coefficient and Separation bubble center point for viscous flow over a stationary sphere

	Re	$\overline{C_D}$	Bubble Center Point
Present Result	100	1.088	(0.7610, 0.2757)
	200	0.817	(0.8812, 0.3588)
Fornberg ⁽¹²⁾	100	1.085	-
Kim & Choi ⁽¹³⁾	100	1.087	(0.76, 0.28)
	200	0.8	(0.88, 0.36)

선행 연구와 비교한 결과이다. 식 (17)을 이용한 시간 평균된 항력계수와 xy 평면에서의 박리기포 중심점 위치를 조사하였다. 그 결과는 선행결과와 오차에 있어 최대 2%정도로 매우 잘 일치함을 보였다. 또한, 살펴본 범위는 축대칭 영역이므로 양력 계수는 거의 발생되지 않았다.

5. 진동하는 구

진동하는 구의 외부 유동은 조화 함수를 사용하여 나타냈으며, 평균 유속은 0 으로 하였다. 또한 유동은 x 축에 대한 유동만을 살펴보았고, 구 주위의 속도는 식 (18)과 같이 가정하였다.

$$U = U(t) \cdot \mathbf{x}_i \quad (18)$$

여기에서 \mathbf{x}_i 는 구 주위에 x 방향으로 축대칭적인 유동을 나타내는 단위벡터이며, $U(t)$ 는 구 주위의 유동장내에서 시간에 대한 비균일 유동함수이다.

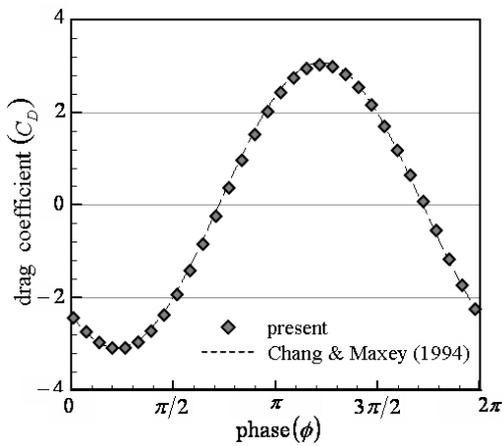


Fig. 2 Drag coefficient during a cycle

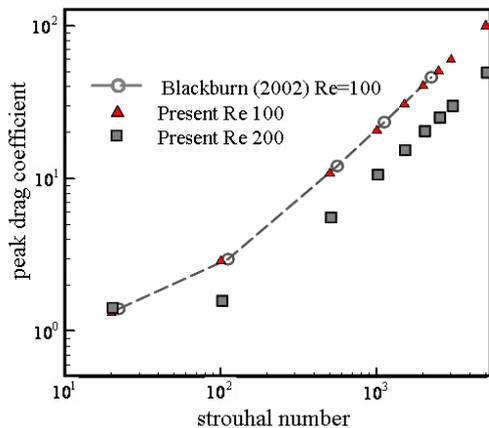


Fig. 3 Peak drag coefficient over oscillating sphere

주어진 식 (18)에 대하여 Chang와 Maxey⁽⁴⁾의 조건을 적용하면 다음과 같다.

$$U(t) = -A_0 \sigma \cos(\sigma t) \quad (19)$$

여기서 σ 는 구 주위 유동의 진동수이며, 구에서 멀리 떨어져 있는 유체에 대한 유동의 진폭을 A_0 라 한다.

또한, 유동장에 대한 특성속도 U_0 는 유동장의 최대속도로 나타내었으며, Re 와 St 는 다음과 같이 정의한다.

$$Re = 2A_0 \sigma a / \nu \quad (20)$$

$$St_i = \sigma a / U_0 = a / A_0 \quad (21)$$

5.1 항력계수와 최대 항력계수

Fig. 2 는 Chang와 Maxey⁽⁴⁾의 스펙트럴법을 이용한 항력 계수와 입자와법을 이용한 1 주기 동안의

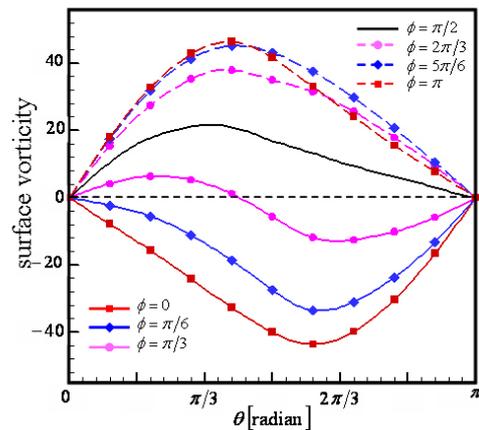


Fig. 4 Surface vorticity at Re=200 and St=1000 ($0 < \phi < \pi/2$ decreasing velocity zone, $\pi/2 < \phi < \pi$ increasing velocity zone)

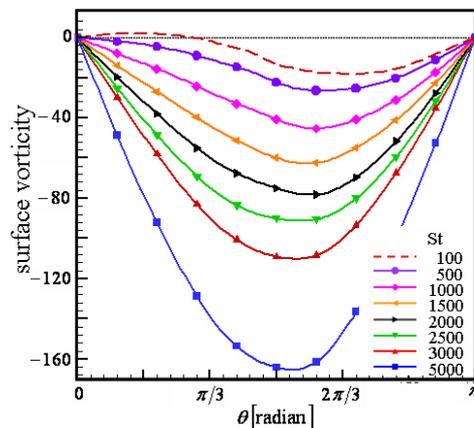


Fig. 5 strouhal number and surface vorticity at Re=200

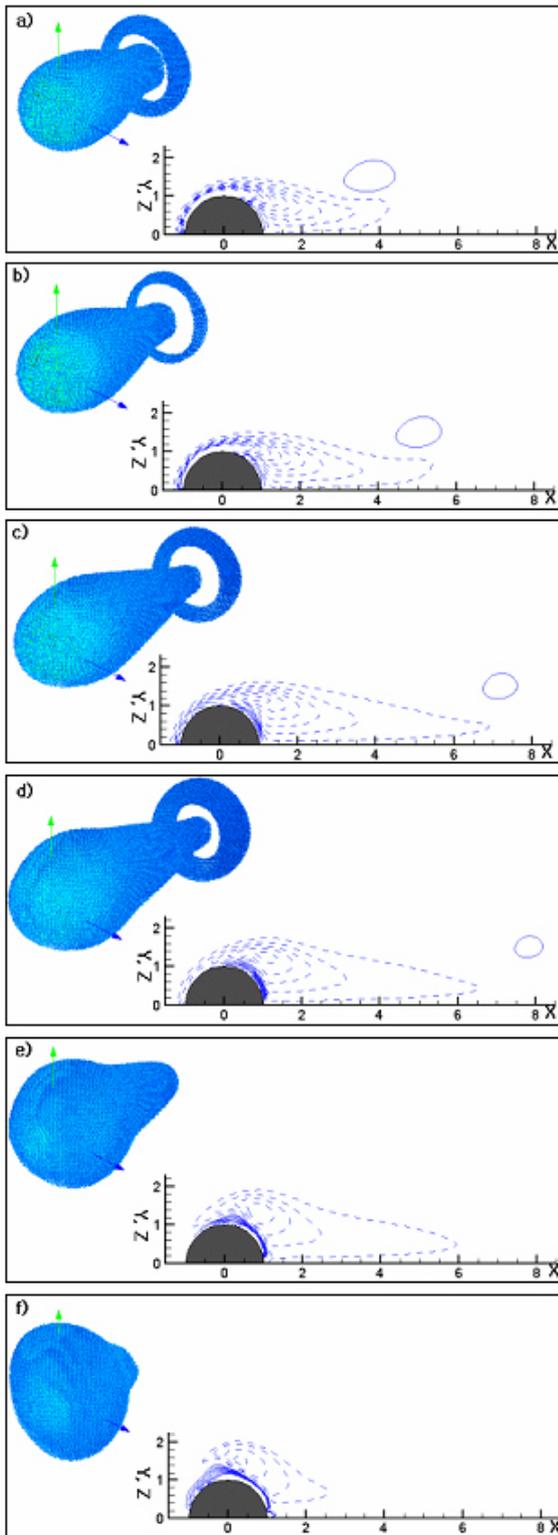


Fig. 6 vorticity particle (a~f, left) and instantaneous contour(a~f, right) of positive(solid line) negative(dash) for Re=200, St=100, shown over square a sphere motion cycle ($\pi/12 < \phi < 5\pi/12$)

항력 계수를 함께 나타내고 있다. 여기에서 도입된 항력 계수는 이전 시간에 대한 선형 충격량의 시간 구배로 얻었다. 주기적으로 진동하는 구에 대한 최대 항력 계수를 조사하였다. 이 최대 항력 계수를 St 와 Re 의 관계에 대해 살펴보고 그 값을 Blackburn⁽⁵⁾의 결과와 비교하여 Fig. 3에 나타내었다. Fig. 3의 St 에 대한 최대 항력 계수에서 보여주는 바와 같이 $Re=100$ 에서 본 연구의 결과는 Blackburn⁽⁵⁾의 결과와 매우 잘 일치함을 보였다.

또한 $Re=100$ 의 $St=500$ 이상에서는 최대 항력 계수가 로그 그래프상의 선형성을 보이고 있으며, $Re=200$ 의 결과에서도 같은 특성을 가지고 있음을 확인할 수 있었다. 이런 최대 항력 계수의 값의 특징으로 인하여 다음에서는 $St \leq 100$ 은 낮은 St 로, $St \geq 500$ 에서는 높은 St 로 구분하였다.

5.2 와도분포

구의 진동이 반주기를 완성하는 동안 표면의 와도는 시간에 따라 변하며 그 와도의 변화는 박리의 발생에 결정적인 요인이 되기도 한다.

Fig. 4는 $Re=200, St=1000$ 의 경우, 반주기동안 xy 평면 위의 구 표면에 대하여 와도 분포를 위상에 따라 나타내고 있다. 여기에서 표면 와도가 0이 되는 선(그림에서 점선으로 표시)과 분포선이 만나는 지점이 박리의 발생점이 된다.

Alassar와 Badr⁽¹⁴⁾는 $Re=100, 200$ 와 낮은 St 에서 속도 증가 감속의 모든 구간에서 박리가 발생한다는 연구 결과 보였다. 하지만, 본 연구에서의 높은 스트로울수의 결과를 보면 반주기 동안의 박리는 속도 감소 구간에서만 발생하게 됨을 알 수 있다.

Fig. 5는 $Re=200$ 일 때, 다양한 St 에 대한 xy 평면 위의 구 표면 와도값을 나타내고 있다.

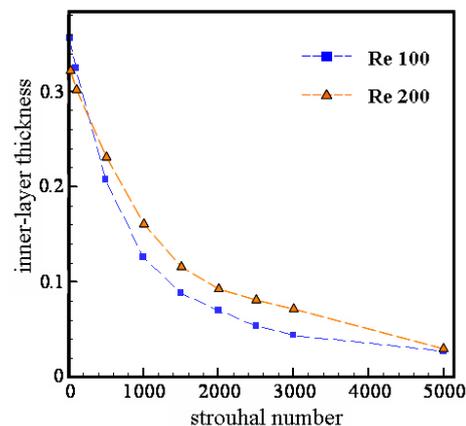


Fig. 7 inner-layer thickness at Re=100, 200

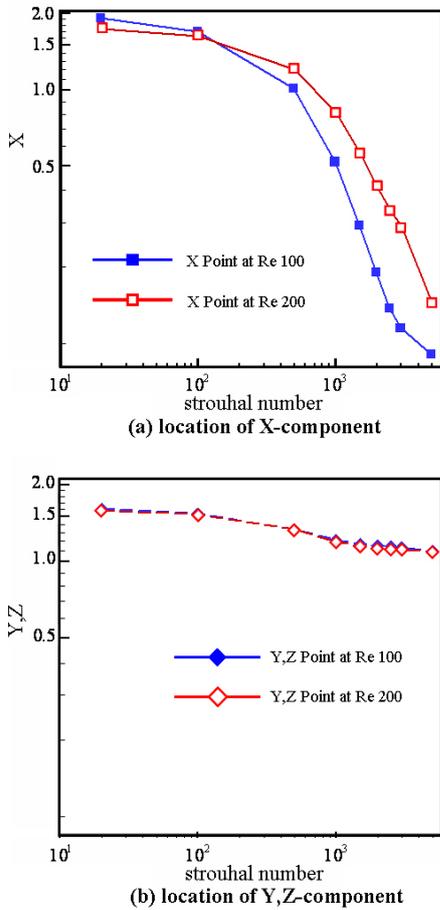


Fig. 8 over bubble center at $\phi = 3\pi / 2$

St=100에서는 박리점이 구 표면위에 존재 하였으나, 그 이상의 높은 St에 대해서는 그러한 결과가 발견되지 않았다. 또한 Allassar 와 Badr⁽¹⁴⁾의 결과와 마찬가지로 St와 구표면 와도 분포는 비례하는 특징을 보였다.

5.3 와도경계층

Fig. 6의 등와도선도에서 보여지는 것과 같이 진동하는 구 주위의 유동에서 구의 진동방향이 변한 후, 구 표면에서 생긴 새로운 와도층에는 이전과 다른 방향의 와도가 성장하게 된다. 이것은 기존의 와도가 바깥으로 밀어 올리지며 새로운 와도의 성장을 의미한다.

Fig. 7은 이러한 내측·외측와도가 서로 다른 방향을 갖는 와도로 분리 되었을 때, $\phi = 3\pi / 2$ 에서 xz 평면 위에서 내측 와도의 두께를 나타내고 있다. 이 결과에서 낮은 St는 Re=200에서 보다 Re=100에서 그 경계층의 두께도 두꺼워 졌으나, 높은 St는 그 두께가 역전되는 특징을 보였다. 이 결과로 갖은 유동 변화는 Re=200보다 Re=100

에서 와도의 확산성에 방해를 많이 주는 것으로 해석할 수 있다.

이런 내측와도층 두께는 유선에서 구의 박리 기포의 중심 위치를 결정하는 요인이 된다. Fig. 8(a)와 (b)에서는 $\phi = 3\pi / 2$ 일 때 xy 평면 위에서 박리 기포의 중심점을 Re와 St의 관계에 대해 조사하였다. Fig. 8(a)는 x 성분을, Fig. 8(b)는 y,z 성분으로 각각 분리하여 나타내었다.

Fig. 8(a)에서 St=100과 St=500사이에서 박리기포 중심점의 x 성분의 위치가 역전되는 것을 볼 수 있었다. 또한, Fig. 8(a)에서 St가 증가함에 따라 Re=100에서 박리기포 중심점의 x 성분은 Re=200에서 값보다 높은 구배를 가지고 구의 중심방향으로 위치한다. 하지만 Fig. 8(b)에서 중심점의 y,z 성분의 위치는 거의 차이가 없었다. 이는 y,z 방향으로의 유동 영향은 거의 없음을 의미한다.

6. 결론

본 연구에서는 직접수치해법의 3 차원 입자와법을 이용하여 1 차원적으로 진동하는 구 주위의 유동장의 특성에 대해서 살펴보았다.

Re = 100, 200 그리고 $20 \leq St \leq 5000$ 에서 레이놀즈수와 스트로홀수의 변화에 따른 유동장의 변화를 살펴보았다.

각각의 Re에서 다양한 St에 대하여 수치 실험을 해 본 결과, 100 이하의 낮은 St, 500 이상의 높은 St로 영역구분이 가능하였으며, 이 결과는 내측 경계층 두께, 박리 기포 위치, 최대 항력계수 그리고 구 표면 와도분포의 결과들로부터 확인할 수 있었다.

또한, 구 표면 와도 분포로부터 진동하는 구에 있어서 높은 St에서는 낮은 St에서와 달리 속도가 감소하는 부분에서만 박리가 발생한다는 것을 알 수 있었다. 또한, 구의 표면의 와도 분포는 St에 비례하는 사실도 확인할 수 있었다.

유동장에 영향을 가져오는 임계스트로홀수는 $100 \leq St \leq 500$ 의 범위내에 존재함을 예상할 수 있었다.

참고문헌

- (1) Sakamoto, H. and Haniu, H. 1990, "A Study on Vortex Shedding from Spheres in Uniform Flow," *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 112, pp. 386~392.
- (2) Odar F., Hamilton W.S., 1964, "Forces on a Sphere Accelerating in a Viscous Fluid," *Journal Fluid Mech*,

- Vol. 18, pp. 302~314.
- (3) Mei R., and Adrian R. J. 1992, "Flow Past a Sphere with an Oscillation in the Free-stream Velocity and Unsteady Drag at Finite Reynolds Number," *J. Fluid Mech.* Vol. 237, pp. 323~341.
- (4) Chang E. J., Maxey M. R., 1994, "Unsteady Flow about a Sphere at Low to Moderate Reynolds Number. Part 1. Oscillatory Motion," *Journal Fluid Mech.* Vol. 277, pp. 347~379.
- (5) Blackburn H.M., 2002, "Mass and Momentum Transport from a Sphere in Steady and Oscillatory Flows," *Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 11, pp. 3997~4011.
- (6) Chorin, A. J., 1973, "Numerical Study of Slightly Viscous Flow", *J. Fluid Mech.* Vol. 57, pp. 785~79.
- (7) Winckelmans G.S., Leonard A., 1993, "Contributions to Vortex Particle Methods for the Computation of Three-dimensional Incompressible Unsteady Flows," *Journal of Computational Physics*, Vol. 109, pp. 247~273.
- (8) Ploumhans P., Winckelmans G. S., Salmon J. K., Leonard A., Warren M. S., 2002, "Vortex Methods for Direct Numerical Simulation of Three-dimensional Bluff Body Flows: Application to the Sphere at $Re=300, 500, \text{ and } 1000$," *Journal of Computational Physics*, Vol. 178, pp. 427~463.
- (9) Ploumhans P., Winckelmans G.S., 2000, "Vortex Methods for High-Resolution Simulation of Viscous Flow Past Bluff Bodies of General Geometry," *Journal of Computational Physics*, Vol. 165, pp. 354~406.
- (10) Barnes, J. and Hut, P., 1986, "A Hierarchical $O(N \log N)$ Force-Calculation Algorithm", *Nature*, Vol. 324, pp. 446~449.
- (11) Lee S.H., Ahn C.O., 2004, "A New Fast Algorithm for N-Body Simulation," *The Third National Congress on Fluid Engineering*, August 26-28, pp. 17~20.
- (12) Fornberg. B., 1988, "Steady Viscous Flow Past a Sphere at High Reynolds Numbers." *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 190, pp. 471~489
- (13) Kim D., Choi H., 2002, "Laminar Flow Past a Sphere Rotating in the Streamwise Direction," *Journal Fluid Mech.* Vol. 461, pp. 365~386.
- (14) Alassar R.S., Badr H.M., 1997, "Oscillating Viscous Flow Over a Sphere," *Computers & Fluids*, Vol. 26, No. 7, pp. 661~682.