

< 논문 >

직렬로 배열된 두 개의 구를 지나는 층류 유동

김 동 주*

(2006년 1월 6일 접수, 2006년 3월 14일 심사완료)

Laminar Flow over Two Spheres in a Tandem Arrangement

Dongjoo Kim

Key Words: Sphere(구), Tandem Arrangement(직렬 배열), Vortex Shedding(보텍스 shedding)

Abstract

Numerical simulations of flow over two spheres placed in a tandem arrangement are conducted to investigate the effect of the inter-sphere spacing on the flow characteristics. The Reynolds numbers considered are 100, 250, 300 and 425, corresponding to steady axisymmetric, steady planar-symmetric, unsteady planar-symmetric, and unsteady asymmetric flows, respectively, in the case of a single sphere. For small inter-sphere spacings, the flow past two spheres is more stable than that past a single sphere. For example, with the spacing of the sphere radius, the flow is steady axisymmetric up to $Re=300$. However, for relatively large spacings, the flow past two spheres becomes unstable and vortex shedding takes place even at $Re=250$. The drag coefficient of the rear sphere decreases significantly with decreasing inter-sphere spacing due to reduction of the stagnation pressure, thus being smaller than that of the front sphere. Also, the rear sphere shows large fluctuations of the lift force as compared to the front one in the case of unsteady flow.

기호설명

C_d : 항력계수 (두 개의 구가 있을 때)

C_{d0} : 항력계수 (하나의 구가 있을 때)

C_l : 양력계수 ($= \sqrt{C_y^2 + C_z^2}$)

C_y, C_z : 양력계수 (y 방향과 z 방향 성분)

C_Y, C_Z : 양력계수 (Y 방향과 Z 방향 성분)

d : 구의 직경

f : 보텍스 shedding 주파수

f_i : 운동량 부가(momentum forcing)

l : 두 구 사이의 거리

q : 질량 원천/흡입(mass source/sink)

Re : 레이놀즈수 ($Re = u_\infty d / \nu$)

St : 스트로울수 ($St = fd/u_\infty$)

u_∞ : 자유유동속도

(x, r, θ) : 원통 좌표계

(x, y, z) : 직교 좌표계

(x, Y, Z) : (면대칭 유동의 대칭면과 $Z=0$ 평면이 일치하는) 직교 좌표계

ν : 동점성계수

1. 서론

뭉툭한 물체 주위에서 발생하는 후류(wake)의 특성 및 보텍스 shedding(vortex shedding)의 메커니즘을 이해하고, 나아가 이를 효과적으로 제어하는 것은 유체역학적으로 매우 중요한 문제로 여겨져 왔다. 하지만, 구(sphere)는 원형실린더와 더불어 대표적인 뭉툭한 물체임에도 불구하고, 아직까지 구 주위의 유동 특성에 대해 잘 알려져 있지 않

* 회원, 금오공과대학교 기계공학부

E-mail : kdj@kumoh.ac.kr

TEL : (054)478-7301 FAX : (054)478-7319

은 것이 현실이다. 그 이유는 구의 형상이 비록 단순하지만 구 주위의 유동장은 비교적 낮은 레이놀즈수에서부터 3차원의 복잡한 구조를 가지고 있기 때문이다.

구 주위 유동에 대해 지금까지 수행된 대부분의 선행 연구는 구가 하나인 경우로 편중되어 있다.⁽¹⁻⁸⁾ 하지만, 다수의 고체 입자를 유동장 내에 포함한 다상 유동의 경우에는 인접한 입자들과 유동장의 상호작용으로 인하여 하나의 입자가 존재하는 경우와 다른 거동을 보인다. 따라서, 다수의 입자를 포함한 유동 시스템을 설계하기 위해서는 입자들과 유동장 사이의 상호작용에 대한 이해가 선행되어야 하며, 그 첫 단계로서 유동장 내에 인접한 두 개(혹은 세 개)의 구가 존재할 때 구에 작용하는 항력 및 구 주위의 유동 특성을 이해하고자 하는 노력이 있어 왔다.⁽⁹⁻¹⁵⁾

두 개의 구를 지나는 유동에 대한 선행 연구를 살펴보면, 구에 작용하는 항력은 레이놀즈수, 두 구 사이의 거리 및 구의 배치방법의 함수임을 알 수 있으며, 구의 배치방법으로는 두 구의 중심을 잇는 직선이 주유동 방향과 평행한 경우와 수직인 경우가 주된 연구 대상이었다. 최근의 실험 및 수치해석적 연구 성과들은 보텍스 shedding이 발생하지 않는 낮은 레이놀즈수($Re \leq 250$)에 대하여 주로 연구를 수행하였고,⁽¹¹⁻¹⁵⁾ 상대적으로 높은 레이놀즈수($Re > 250$)에 대한 연구는 매우 미비하여 Lee⁽⁹⁾와 Tsuji 등⁽¹⁰⁾의 실험을 예로 들 수 있다. 이상의 선행연구들은 주로 구의 항력 변화에만 관심을 가졌고, 두 개의 구가 주유동 방향과 평행하게 배치된 경우에는 항력이 감소하지만, 수직하게 배치된 경우에는 항력이 반대로 증가함을 보여주었다. 하지만, 보텍스 shedding이 발생하는 비정상 유동에서는 항력뿐만 아니라 양력과 3차원의 유동 구조를 이해하는 것이 매우 중요함에도 불구하고, 구의 간격에 따른 양력 및 유동 구조의 변화를 체계적으로 분석한 연구는 아직까지 없었다.

따라서, 본 연구에서는 인접한 두 개의 구를 지나는 층류 유동을 수치해석을 이용하여 예측한 후, 구에 작용하는 양력 및 유동 구조의 특성을 관찰하고자 한다. 특히, 보텍스 shedding이 발생하는 비정상 유동을 포함한 다양한 레이놀즈수에 대하여 구의 간격이 3차원 보텍스 구조에 미치는 영향을 심도 있게 분석하고, 항력 및 양력과의 상

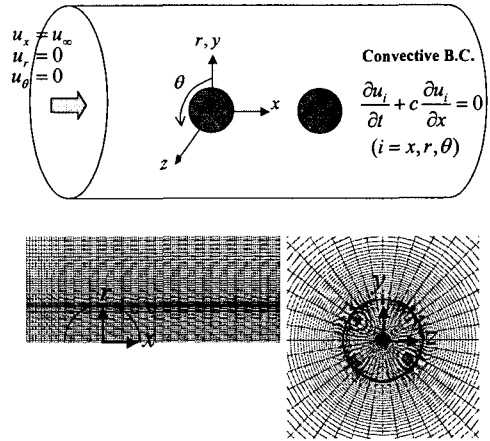


Fig. 1 Coordinate system and typical mesh for $Re=100$

관관계를 규명하고자 한다. 본 연구에서는 두 개의 구를 주유동 방향에 평행하게 배치한 경우만을 연구대상으로 하였다.

2. 수치해석 방법

본 연구에서는 Kim 등⁽¹⁶⁾이 제시한 가상경계방법(Immersed Boundary Method)을 원통좌표계에 적용하여 수치해석을 수행하였다. 이 방법은 Navier-Stokes 방정식에 운동량 부가(momentum forcing)와 질량 원천/흡입(mass source/sink)을 도입함으로써 유동장 내에 존재하는 물체를 모사하는 방법으로, 가상경계를 포함하는 격자에서도 연속방정식을 매우 정확하게 만족시킨다. 이 방법을 사용하여 Kim & Choi⁽⁷⁾는 회전하는 구 주위의 층류 유동장을, Yun 등⁽⁸⁾은 고정된 구 주위의 난류 유동장을 이미 해석한 바 있다. 본 연구에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i,$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} - q = 0,$$

여기서, f_i 와 q 는 각각 물체 내부에 정의되는 운동량 부가와 질량 원천/흡입을 나타낸다. 모든 변수는 구의 직경 d 와 입구에서의 유동속도 u_∞ 로 무차원화 하였으며, 레이놀즈수는 $Re = u_\infty d / \nu$ 로 정의하였다. 본 연구에서는 레이놀즈수 100, 250, 300, 425를 고려하였고, 단일 구의 경우에 대해

Table 1 Simulation results for flow over a single sphere. Here, $\overline{C_d}$ and $\overline{C_l}$ are the time-averaged drag and lift coefficients, respectively

	Re	$\overline{C_d}$	$\overline{C_l}$	St
Present	100	1.087	0	-
	250	0.702	0.061	-
	300	0.658	0.068	0.134
	425	0.587	0.061	0.140
Fornberg ⁽¹⁾	100	1.085	0	-
Johnson & Patel ⁽³⁾	250	0.70	0.062	-
	300	0.656	0.069	0.137
Constantinescu etc. ⁽⁵⁾	300	0.656	0.065	0.136
Tomboulides & Orszag ⁽⁶⁾	300	0.671	-	0.136

각각 정상 축대칭(steady axisymmetric), 정상 면대칭(steady planar-symmetric), 비정상 면대칭(unsteady planar-symmetric) 및 비정상 비대칭(unsteady asymmetric) 유동장에 해당한다.

Fig. 1은 좌표계, 경계조건 및 구 근처에서의 격자계를 나타낸다. 본 연구에서는 원통좌표계를 사용하였고, x, r, θ 는 각각 주유동 방향, 반경 방향, 원주 방향을 의미한다. 또한 구에 작용하는 항력 및 양력을 나타내기 위해 직교 좌표계도 함께 정의하였다. 좌표계의 중심은 앞에 놓인 구의 중심에 위치하고, 계산영역은 $-15d \leq x \leq 15d, 0 \leq r \leq 15d, 0 \leq \theta \leq 2\pi$ 이다. 경계조건은 입구 및 원거리에서 Dirichlet 경계조건을 사용하였고, 출구에서는 대류 경계조건을 사용하였다. 사용된 격자의 수는 레이놀즈수가 100, 250, 300인 경우에 $353(x) \times 91(r) \times 40(\theta)$, 레이놀즈수가 425인 경우에 $449(x) \times 91(r) \times 40(\theta)$ 이며, 격자수에 대한 테스트를 수행하여 결정하였다. 시간 및 공간에 대한 차분 기법 등과 같은 자세한 수치해석 방법은 Kim 등⁽¹⁶⁾과 Kim & Choi⁽⁷⁾의 논문을 참고 하길 바란다.

3. 결과

3.1 한 개의 구 주위 유동

본 연구에서 사용한 수치해석 방법의 정확성을 검증하고, 인접한 두 개의 구 주위에서 발생하는

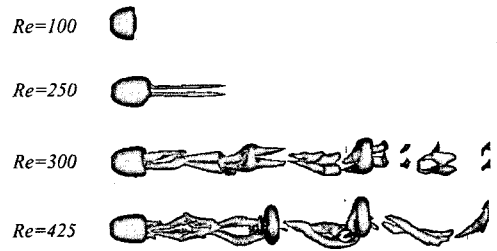


Fig. 2 Vortical structure behind a single sphere

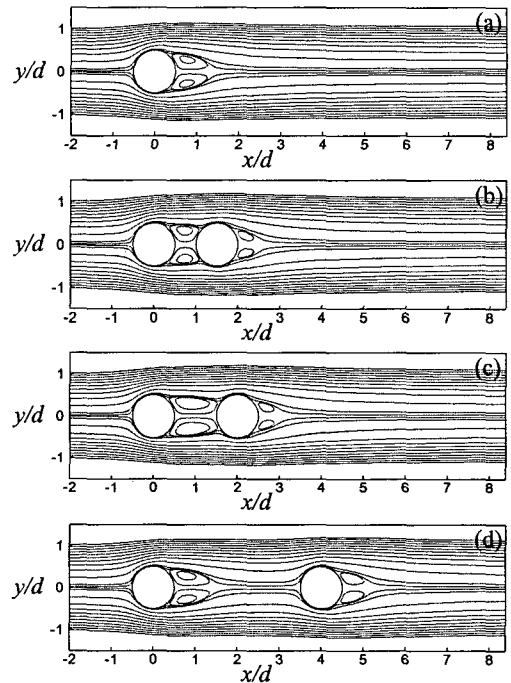


Fig. 3 Streamlines near two spheres at $Re=100$: (a) single sphere; (b) $l/d = 0.5$; (c) $l/d = 1$; (d) $l/d = 3$

유동장과 비교하기 위하여, 한 개의 구 주위의 유동장을 먼저 해석해 보았다. 연구를 수행한 레이놀즈수는 100, 250, 300, 425이며, 각각 정상 축대칭($Re \leq 200$), 정상 면대칭($210 \leq Re \leq 270$), 비정상 면대칭($280 \leq Re < 375$), 비정상 비대칭($Re \geq 375$) 유동을 대표하는 값이다. Table 1은 본 연구의 수치해석 결과를 이전의 연구 결과와 비교한 것으로 스톨수와 시간평균한 항력 및 양력 계수가 이전의 연구 결과와 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 한편, Fig. 2는 구 주위 유동의 3차원 보텍스 구조를 Jeong & Hussain⁽¹⁷⁾의 방법을

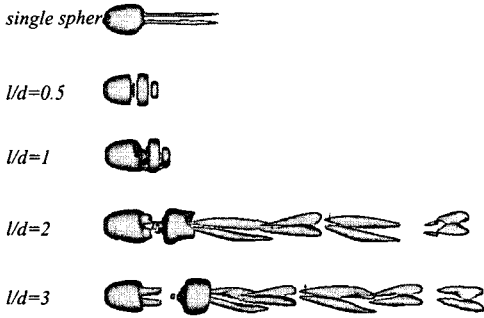


Fig. 4 Variation of vortical structures with respect to the inter-sphere spacing at $Re=250$

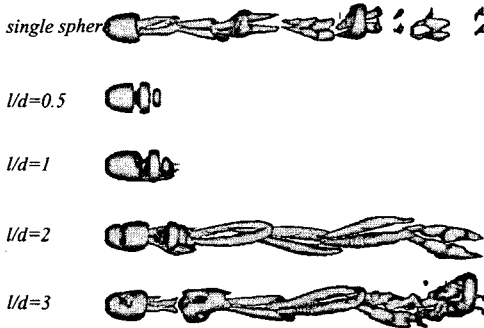


Fig. 5 Variation of vortical structures with respect to the inter-sphere spacing at $Re=300$

이용하여 나타낸 것으로, $Re=250$ 에서 면대칭을 이루는 한 쌍의 주유동 방향 보텍스(streamwise vortex)가 구 후류에 형성되고, $Re=300$ 과 $Re=425$ 에서 각각 면대칭과 비대칭의 보텍스 웨딩이 발생함을 알 수 있다. 이와 같은 보텍스 구조의 대칭성과 웨딩 특성은 기존에 알려진 결과와 잘 일치하는 것이며, 이로써 본 연구에서 사용하고 있는 수치해석 방법의 정확성을 확인할 수 있었다.

3.2 인접한 두 구 주위의 유동

3.2.1 유동 구조

Fig. 3은 $Re=100$ 에서 두 구 사이의 간격에 따른 유선의 변화를 보여준다. $l/d=3$ 인 경우(Fig. 3d)에는 두 구의 상호작용이 크지 않기 때문에 두 구에서 발생하는 박리 기포의 모양이 단일 구(Fig. 3a)에서와 비슷하다. 하지만, 구의 간격이 감소하여 단일 구의 박리 기포 크기와 비슷해지면 (Fig. 3b와 3c), 두 구 사이에 하나의 재순환

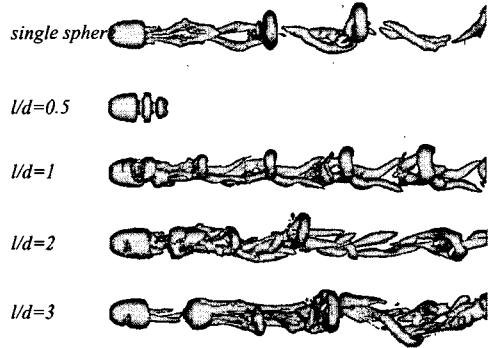


Fig. 6 Variation of vortical structures with respect to the inter-sphere spacing at $Re=425$

영역이 형성됨으로써 뒤에 위치한 구의 정체점이 대칭축($y=0$)이 아닌 위치로 이동하며, 이는 구 주위의 압력분포 및 항력 특성에 영향을 준다 (3.2.2절 참조). 한편, $Re=100$ 의 유동장은 구의 간격에 관계없이 단일 구에서 나타난 정상 축대칭의 성질을 그대로 유지하고 있다.

Fig. 4는 $Re=250$ 에서 구의 간격에 따라 유동장의 보텍스 구조가 어떻게 변하는지를 보여준다. 단일 구의 경우에는 후류에 한 쌍의 주유동 방향 보텍스가 형성되어 유동장이 정상 면대칭이지만, 인접한 두 구에서는 구의 간격에 따라 큰 변화를 보여주고 있다. 즉, $l/d=0.5$ 인 경우에는 유동장이 정상 축대칭이 되어 주유동 방향 보텍스가 사라지고, $l/d=1$ 인 경우에는 주유동 방향 보텍스는 사라졌지만 정상 면대칭의 성질을 유지한다. 그러나, $l/d=2$ 와 3 인 경우에는 한 쌍의 주유동 방향 보텍스가 다시 나타나 주기적으로 웨딩이 발생하고, 단일 구의 $Re=300$ (Fig. 2)과 유사한 비정상 면대칭 유동이 된다.

한편, $Re=300$ 에서는 Fig. 5에 나타낸 바와 같이 단일 구의 경우를 제외하면 $Re=250$ 에서의 유동장과 비슷한 특징을 가지고 있다. 즉, 단일 구의 경우 $Re=250$ 은 정상 면대칭 유동이지만 $Re=300$ 에서는 머리핀 모양의 보텍스(hairpin vortex)가 주기적으로 발생하여 비정상 면대칭 유동이 된다. 하지만, 두 구가 인접한 경우 $Re=250$ 과 300 에서 모두 $l/d=0.5$ 에서는 정상 축대칭, $l/d=1$ 인 경우에는 정상 면대칭, $l/d=2$ 와 $l/d=3$ 인 경우에는 비정상 면대칭 유동이 된다.

마지막으로 Fig. 6은 $Re=425$ 에서의 보텍스 구

Table 2 Flow regimes depending on the Reynolds number and the inter-sphere spacing. SX, SP, UP and UA denote, respectively, steady axisymmetric, steady planar-symmetric, unsteady planar-symmetric, unsteady asymmetric flows

		l/d				single sphere
		0.5	1	2	3	
Re	100	SX	SX	SX	SX	SX
	250	SX	SP	UP	UP	SP
	300	SX	SP	UP	UP	UP
	425	SP	UP	UA	UA	UA

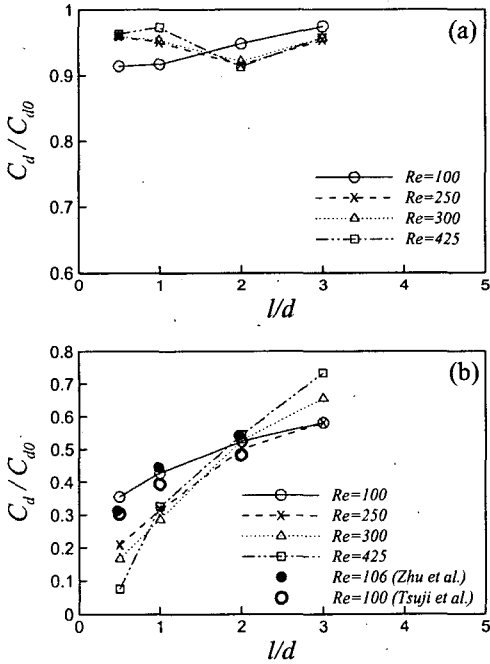


Fig. 7 Drag coefficient normalized by that for a single sphere: (a) front sphere; (b) rear sphere

조를 보여주고 있는데, 단일 구의 경우에 보텍스가 쉐딩되는 위치가 시간에 따라 변함으로써 유동장이 더 이상 면대칭을 유지하지 못하고 비대칭이 된다. 하지만, $l/d = 0.5$ 인 경우에 유동장이 면대칭의 정상유동이 되고, $l/d = 1$ 에서는 면대칭의 성질을 유지하는 보텍스 쉐딩이 발생한다. 구의 간격이 더 커져 $l/d = 2$ 와 $l/d = 3$ 인 경우

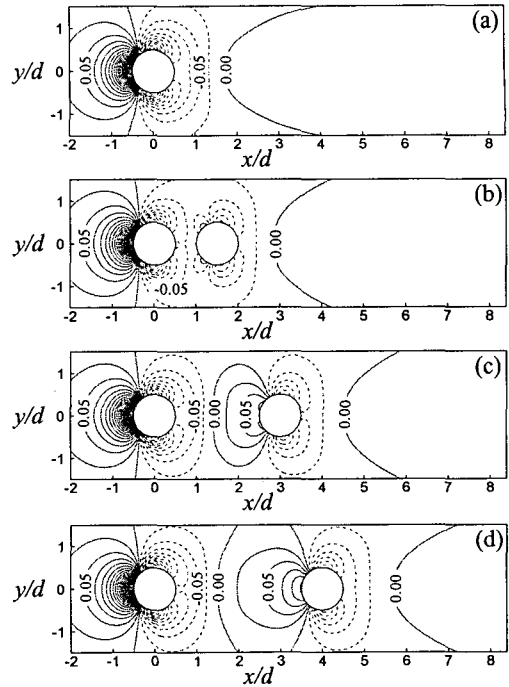


Fig. 8 Pressure (normalized by ρu_∞^2) contours at $Re=100$: (a) single sphere; (b) $l/d = 0.5$; (c) $l/d = 2$; (d) $l/d = 3$

에는 단일 구에서와 유사한 비대칭의 보텍스 쉐딩이 발생한다.

이상의 내용을 정리하면, 두 구 주위의 유동은 Table 2에 나타난 바와 같이 레이놀즈수와 구의 간격에 따라 네 종류로 구분할 수 있다. 즉, 레이놀즈수가 낮거나 구의 간격이 작으면 정상 축대칭 유동이 되지만, 레이놀즈수 또는 구의 간격이 증가함에 따라 정상 면대칭, 비정상 면대칭, 비정상 비대칭 유동으로 유동장이 점점 복잡해진다.

3.2.2 항력 및 양력

Fig. 7은 단일 구의 항력계수로 무차원화한 구의 항력계수를 구의 간격에 따라 나타난 것으로, $Re=100$ 의 결과가 Zhu 등⁽¹²⁾의 실험 결과 및 Tsuji 등⁽¹⁵⁾의 수치해석 결과와 잘 일치한다. 그림에서 알 수 있듯이, 두 개의 구 모두 단일 구에 비해 항력계수가 감소하지만, 뒤에 놓인 구의 항력계수(Fig. 7b)가 앞에 놓인 구(Fig. 7a)보다 구의 간격에 따라 큰 변화를 보인다. 즉, 구가 가까워짐에 따라 뒤에 놓인 구의 항력계수는 급격히 감소하여 $Re=425$ 에서 단일 구의 92%까지 감소하지

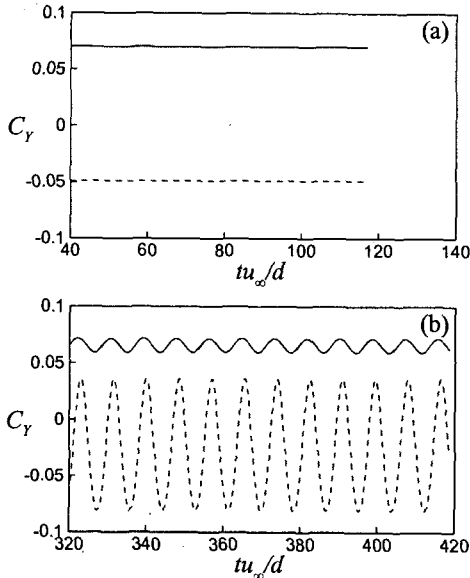


Fig. 9 Temporal variation of lift coefficient at Re=250: (a) $l/d = 1$; (b) $l/d = 3$. —, front sphere; ---, rear sphere

만, 앞에 놓인 구의 항력계수는 최대 9% 감소한다. 이와 같이 뒤에 위치한 구의 항력계수가 급격하게 감소하는 이유는 Fig. 8에 나타난 구 근처의 압력분포와 밀접한 관련이 있다. 즉, 구가 서로 가까워짐에 따라 뒤에 놓인 구의 정체점 부근 전면부 압력이 낮아지고 그 결과 뒤에 놓인 구의 압력항력이 감소하기 때문이다. 한편, 앞에 놓인 구에 작용하는 항력은 레이놀즈수에 따라 다른 경향을 나타낸다. 즉, $Re=100$ 에서는 구의 간격이 감소함에 따라 구 뒷면의 압력이 점점 증가하며, 따라서 항력 또한 단조 감소한다. 하지만, $Re \geq 250$ 인 경우, 구가 서로 가까워짐에 따라 $l/d = 2$ 까지는 항력이 감소하지만, $l/d < 2$ 에서는 오히려 항력이 증가하는 경향을 보인다. 이는 $Re=100$ 에서는 구의 간격에 관계없이 항상 정상 축대칭을 유지하는 반면, $Re \geq 250$ 에서는 $l/d = 2$ 까지는 구가 멀리 떨어져 있을 때의 유동 특성을 그대로 유지하다가(Table 2 참조), $1 < l/d < 2$ 에서 유동 특성의 급격한 변화와 구 후면의 압력 감소가 발생하기 때문으로 판단된다.

이제부터는 레이놀즈수와 구의 간격에 따라 양력의 특성이 어떻게 변하는지를 살펴보고자 한다.

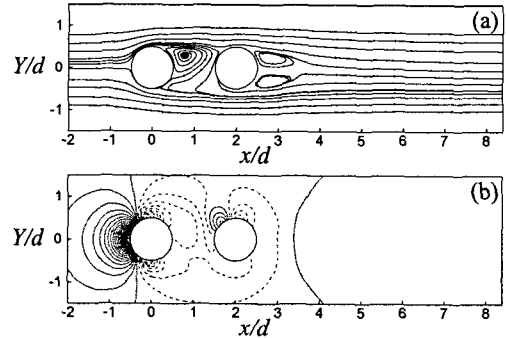


Fig. 10 Steady planar-symmetric flow for $l/d = 1$ at $Re=250$: (a) streamlines; (b) pressure contours

Fig. 9는 $Re=250$ 에서 $l/d = 1$ 과 $l/d = 3$ 인 경우에 대해 시간에 따른 양력계수 C_y 의 변화를 나타낸 것이다. 여기서 주의할 점은 구 주위의 유동이 면대칭 유동이 될 때 대칭면은 입의 방향으로 결정되므로,⁽⁴⁾ 좌표계 (x, Y, Z) 는 유동장의 대칭면이 $Z = 0$ 평면과 일치하도록 좌표계 (x, y, z) 를 회전시킨 직교좌표계를 의미하며, 따라서 면대칭 유동의 양력계수 C_z 는 영이 된다. 그림을 보면 정상 면대칭 유동인 $l/d = 1$ 의 경우(Fig. 9a), 양력계수가 시간에 대해 일정한 값을 갖으며, 두 구의 양력계수의 부호가 반대가 되어 양력의 방향이 서로 반대임을 알 수 있다. 반면, 비정상 면대칭 유동인 $l/d = 3$ 의 경우(Fig. 9b)에는 양력계수가 보텍스 shedding으로 인해 주기적으로 변하고, 앞에 놓인 구에 비해 뒤에 놓인 구의 섭동량이 상대적으로 크다. 또한, 두 구의 양력계수의 평균값이 모두 영이 아니고, 부호가 서로 반대임을 알 수 있다.

양력의 방향이 서로 반대가 되는 이유를 알아보기 위해 Fig. 10과 같이 $Re=250$, $l/d = 1$ 일 때 유동장의 대칭면에서 유선과 압력분포를 살펴본다. 앞에 위치한 구는 뒷면 위쪽($Y > 0$)에 존재하는 보텍스로 인하여 뒷면의 압력이 상대적으로 낮아져 양력이 위로 작용한다. 또한, 이 보텍스는 뒤에 위치한 구의 정체점이 위쪽에 위치하도록 함으로써 Fig. 10b와 같이 구의 위쪽 압력이 아래보다 높아지게 한다. 그 결과, 양력이 아래로 작용하게 되고 두 구의 양력방향은 서로 반대가 된다. 이러한 압력 및 양력 특성은 모든 정상 면대칭 유동에서 공통적으로 나타났다.

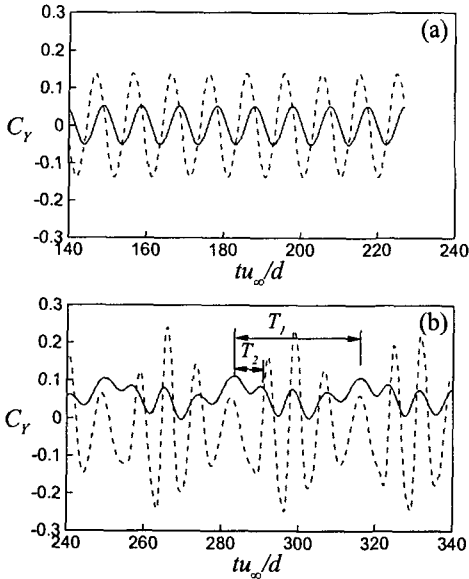


Fig. 11 Temporal variation of the lift coefficient at Re=300: (a) $l/d = 2$; (b) $l/d = 3$.

—, front sphere; ---, rear sphere

Fig. 11은 $Re=300$ 에서 비정상 면대칭 유동의 양력계수를 나타낸 것으로, $Re=250$ 에서 나타난 비정상 면대칭 유동(Fig. 9b)과는 매우 다른 특징을 보여주고 있다. 즉, $l/d = 2$ 인 경우(Fig. 11a) 보텍스 shedding과 관련된 하나의 주파수 성분을 가지고 있다는 점은 Fig. 9b와 동일하지만, 양력계수 C_Y 의 평균값이 두 구에서 모두 영이라는 점은 매우 특이하다. 이러한 양력 특성은 하나의 구 주위에서 발생하는 비정상 면대칭 유동의 양력 특성($\bar{C}_Y \neq 0$)과 다르지만, 반구(half sphere) 주위의 비정상 면대칭 유동의 양력 특성⁽¹⁸⁾과 동일하다는 사실은 매우 흥미롭다. 한편, 이와 같은 양력 특성은 시간에 따른 압력분포의 변화를 나타낸 Fig. 12에서 확인할 수 있다. 즉, $t = 0$ 일 때 앞에 놓인 구 후면 위쪽에 존재하는 강한 재순환 영역으로 인해 뒤에 놓인 구 윗면의 압력이 매우 높지만(Fig. 10a 참조), 시간이 흘러감에 따라 아래쪽 재순환 영역이 점점 성장하여 $t = 2/4T$ 가 되면 $t = 0$ 의 압력분포와 $Z = 0$ 평면에 대해 대칭인 압력분포를 갖는다.

한편, $l/d = 3$ 인 경우(Fig. 11b)에는 더 이상 하

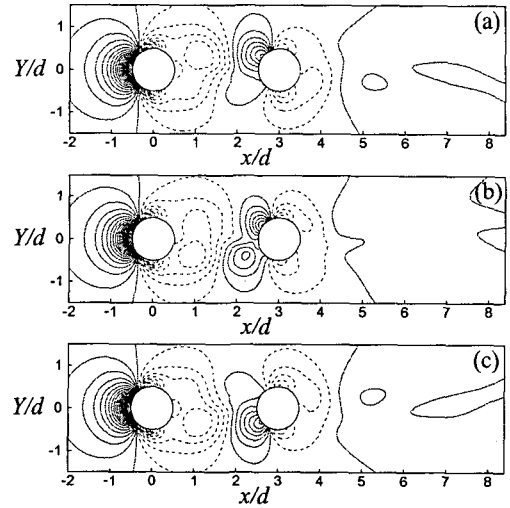


Fig. 12 Variation of the pressure distribution during a half period for $l/d = 2$ at $Re=300$: (a) $t = 0$; (b) $t = 1/4T$; (c) $t = 2/4T$

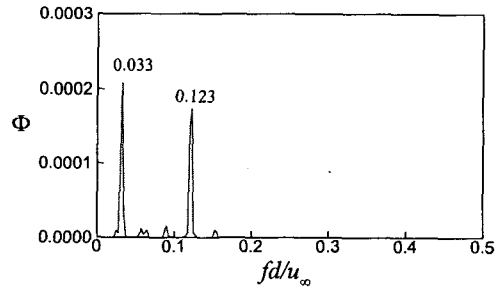


Fig. 13 Power spectrum of the lift coefficient C_Y on the front sphere for $l/d = 3$ at $Re=300$

나의 주파수만을 갖고 있지 않아 양력 특성이 매우 복잡해졌고, 주파수 성분을 분석해 본 결과 $St_1 = \frac{d}{u_\infty T_1} = 0.033$, $St_2 = \frac{d}{u_\infty T_2} = 0.123$ 로 나타났다(Fig. 13). 여기서, St_2 는 보텍스 shedding에 해당하는 주파수인 반면, St_1 은 보텍스 shedding 강도의 시간에 따른 변화와 관련된 주파수로 판단된다.

마지막으로 $Re=425$ 인 경우에는 비대칭 유동이 나타나고, Fig. 14에 나타낸 바와 같이 양력 특성이 더욱 복잡해진다. 즉, 면대칭 유동에서는 보텍스가 shedding되는 방향이 일정하여 항상 $C_Z = 0$ 이

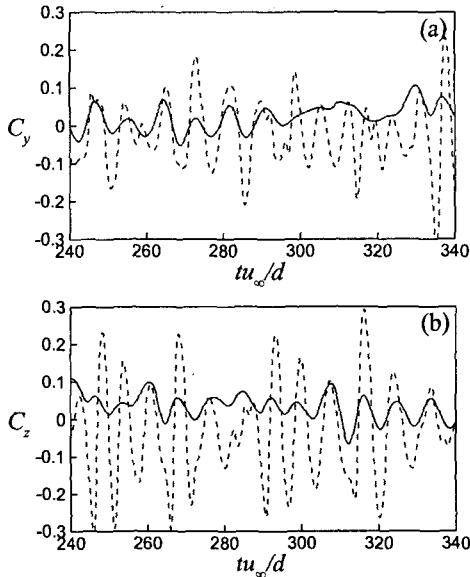


Fig. 14 Temporal variation of lift coefficients for $l/d = 3$ at $Re=425$: (a) C_y ; (b) C_z . —, front sphere; ---, rear sphere

되지만, 비대칭 유동에서는 보텍스의 shedding 방향과 강도가 모두 시간에 따라 변하기 때문에 어떤 방향의 양력계수도 영이 되지 않는다. 이는 양력계수 C_y 와 C_z 의 위상선도인 Fig. 15에서 보다 명확하게 확인할 수 있는데, 면대칭의 경우(Fig. 15a)는 양력의 방향이 일정하므로 위상선도가 직선이 되지만, 비대칭인 경우(Fig. 15b)에는 양력의 방향이 일정하지 않으므로 매우 복잡한 곡선이 된다. 한편, 유동장이 비대칭인 경우에도 뒤에 놓인 구의 양력 섭동량이 앞에 놓인 구보다 크다는 사실을 Fig. 14에서 알 수 있다.

4. 결론

인접한 두 구 사이의 거리가 구 주위의 유동특성에 미치는 영향을 살펴보기 위하여 수치해석을 수행하였다. 본 연구에서 고려한 레이놀즈수는 100, 250, 300, 425이며, 단일 구의 경우에 각각 정상 축대칭, 정상 면대칭, 비정상 면대칭, 비정상 비대칭의 유동 특성을 갖는다. 구 사이의 거리는 직경의 0.5배에서 3배 사이에 대해 연구를 수행하였고, 두 구는 주유동 방향에 평행하게 배

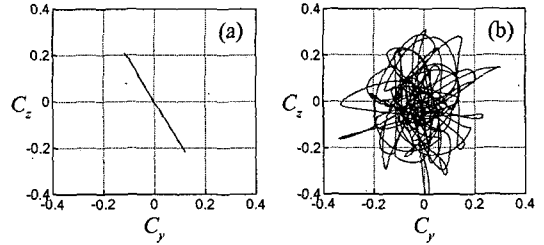


Fig. 15 Phase diagram of lift coefficients (C_y, C_z) for $l/d = 3$: (a) $Re=300$ (planar-symmetric flow); (b) $Re=425$ (asymmetric flow)

치하였다.

연구 결과 구의 간격은 유동장의 3차원 구조를 크게 변화시켰고, 구의 간격이 작을 때와 클 때의 효과에 차이가 있었다. 즉, 구의 간격이 작을 때는 단일 구에 비해 유동장이 안정해져서, $l/d = 0.5$ 인 경우를 예로 들면 $Re=250$ 과 300 에서는 면대칭 유동이 축대칭 유동으로, $Re=425$ 에서는 비대칭 유동이 면대칭 유동으로 바뀌었다. 하지만, 구의 간격이 클 때는 오히려 유동장을 불안정하게 만드는 경향을 보였는데, $Re=250$ 의 정상 면대칭 유동장이 $l/d = 2$ 와 $l/d = 3$ 에서 비정상 면대칭 유동으로 바뀌었다. 이러한 유동 구조의 변화와 함께 구에 작용하는 항력 및 양력에도 큰 변화가 있었다. 즉, 모든 레이놀즈수에서 구의 간격이 감소함에 따라 뒤에 위치한 구의 항력이 급격하게 감소하였고, 앞에 놓인 구의 항력도 단일 구에 비하여 다소 감소하였다. 정상 면대칭 유동인 경우에는 두 구에 작용하는 양력의 방향이 서로 반대가 되었고, 보텍스 shedding이 발생하는 비정상 유동에서는 앞에 놓인 구에 비해 뒤에 놓인 구에 작용하는 양력의 섭동량이 보다 큰 것을 알 수 있었다.

후기

본 연구는 금오공과대학교 학술연구비에 의하여 연구된 논문으로 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Fornberg, B., 1988, "Steady Viscous Flow Past a Sphere at High Reynolds Numbers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 190, pp. 471-489.

- (2) Sakamoto, H. and Haniu, H., 1990, "A Study on Vortex Shedding from Spheres in a Uniform Flow," *J. Fluids Eng.*, Vol. 112, pp. 386~392.
- (3) Johnson, T. A. and Patel, V. C., 1999, "Flow Past a Sphere up to a Reynolds Number of 300," *J. Fluid Mech.*, Vol. 378, pp. 19~70.
- (4) Mittal, R., 1999, "Planar Symmetry in the Unsteady Wake of a Sphere," *AIAA J.*, Vol. 37, No. 3, pp. 388~390.
- (5) Constantinescu, G. S., Chaplet, M. and Squires, K., 2003, "Turbulence Modeling Applied to Flow over a Sphere," *AIAA J.*, Vol. 41, No. 9, pp. 1733~1742.
- (6) Tomboulides, A. G. and Orszag, S. A., 2000, "Numerical Investigation of Transitional and Weak Turbulent Flow Past a Sphere," *J. Fluid Mech.*, Vol. 416, pp. 45~73.
- (7) Kim, D. and Choi, H., 2002, "Laminar Flow Past a Sphere Rotating in the Streamwise Direction," *J. Fluid Mech.*, Vol. 461, pp. 365~386.
- (8) Yun, G., Choi, H. and Kim, D., 2003, "Turbulent Flow Past a Sphere at $Re=3700$ and 10^4 ," *Phys. Fluids*, Vol. 15, No. 9, S6.
- (9) Lee, K. C., 1979, "Aerodynamic Interaction Between Two Spheres at Reynolds Numbers Around 10^4 ," *Aeronautical Quarterly*, Vol. 30, pp. 371~385.
- (10) Tsuji, Y., Morikawa, Y. and Terashima, K., 1982, "Fluid-dynamic Interaction Between Two Spheres," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 8, pp. 71~82.
- (11) Kim, I., Elghobashi, S. and Sirignano, W. A., 1993, "Three-dimensional Flow over Two Spheres Placed Side by Side," *J. Fluid Mech.*, Vol. 246, pp. 465~488.
- (12) Zhu, C., Liang, S.-C. and Fan, L.-S., 1994, "Particle Wake Effects on the Drag Force of an Interactive Particle," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 20, pp. 117~129.
- (13) Liang, S.-C., Hong, T. and Fan, L.-S., 1996, "Effects of Particle Arrangements on the Drag Force of a Particle in the Intermediate Flow Regime," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 22, No. 2, pp. 285~306.
- (14) Chen, R. C. and Lu, Y. N., 1999, "The Flow Characteristics of an Interactive Particle at Low Reynolds Numbers," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 25, pp. 1645~1655.
- (15) Tsuji, T., Narutomi, R., Yokomine, T., Ebara, S. and Shimizu, A., 2003, "Unsteady Three-dimensional Simulation of Interactions Between Flow and Two Particles," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 29, pp. 1431~1450.
- (16) Kim, J., Kim, D. and Choi, H., 2001, "An Immersed Boundary Finite-volume Method for Simulations of Flow in Complex Geometries," *J. Comput. Phys.*, Vol. 171, pp. 132~150.
- (17) Jeong, J. and Hussain, F., 1995, "On the Identification of a Vortex," *J. Fluid Mech.*, Vol. 285, pp. 69~94.
- (18) Kim, D. and Choi, H., 2003, "Laminar Flow Past a Hemisphere," *Phys. Fluids*, Vol. 15, No. 8, pp. 2457~2460.