

진동 유동장에서 유동공진에 의한 실린더 후류의 와류 특성 변화

김원태*·성재용**·유정열†
(2003년 7월 21일 접수, 2003년 10월 16일 심사완료)

Change of Vortex Dynamics in the Cylinder Wake by the Lock-on to Oscillatory Incident Flow

Wontae Kim, Jaeyong Sung and Jung Yul Yoo

Key Words: Lock-on(유동공진), Time-Resolved PIV(고속 PIV), Recirculation Region(재순환영역), Trajectory of Vortex Center(와류중심궤적), Force Balance(힘평형)

Abstract

When vortex shedding is locked-on to a single frequency oscillatory flow, the variations of vortex dynamics are investigated using a time-resolved PIV system. Wake regions of recirculation and vortex formation, dynamic behavior of the shed vortices and the Reynolds stress fields are measured in the wake-transition regime at the Reynolds number 360. In the lock-on state, reduction of the wake region occurs and flow energy distributed downstream moves upstream being concentrated near the cylinder base. To observe the dynamic behavior of the shed vortices, the trajectory of the vortex center extended to the inside of the wake bubble is considered, which describes well the formation and evolution processes. The Reynolds stresses and their contributions to overall force balance on the wake bubble manifest the increase of the drag force by the lock-on.

진동하는 유동장 내에 놓여있는 둔체 후류(wake) 유동은 진동유동의 주파수가 자연shedding(natural shedding) 주파수의 두 배 근처가 될 때 유동공진이 발생할 수 있으며, 이를 진동유동과 와 shedding 간의 lock-on이라고 한다. 이러한 유체-구조물 상호작용은 많은 공학적 응용분야에서 흔히 나타나는 현상으로서 유동공진이 발생하면 시간에 따라 진동하는 순간항력뿐만 아니라 평균항력도 실질적으로 증가하는 것으로 알려져 있다.⁽¹⁻⁴⁾ 또한, 진동의 주파수와 진폭에 따른 영향을 살펴보면, 진동 주파수가 증가함에 따라 와류형성영역(vortex formation region)의 크기가 작아지고, 진동의 진폭이 커짐에 따라 유동공진의 영역이 증가한다. 이런 연구들에도 불구하고 유동공진 상태에서 와류의 동적 거동과 유동의 물리적 현상에 대하여 전체적인 속도장 측정을 바탕으로 한 해석은 아직 체계적으로 이루어지지 않았다. 특히, 왜 유동공진이 둔체에 작용하는 힘을 증가시

기호설명

D	:	실린더 직경
U	:	자유 흐름 속도
x, y, z	:	주유동, 수직, 스펀 방향 좌표
u, v	:	x, y 방향의 속도 성분
p	:	압력
ω_z	:	스팬 방향 와도 성분
Re	:	레이놀즈수

1. 서론

† 책임저자, 회원, 서울대학교 기계항공공학부
E-mail : jyoo@plaza.snu.ac.kr
TEL: (02)880-7112 FAX: (02)888-2968

* 서울대학교 대학원 기계항공공학부

** 회원, 순천대학교 기계자동차공학부

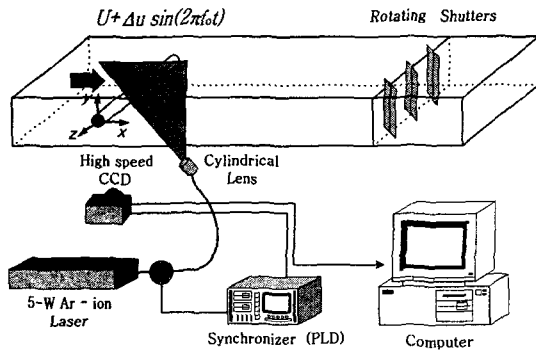


Fig. 1 A schematic of experimental setup for the time-resolved PIV measurement. The oscillating flow is produced by rotating shutters at the downstream end of the working section

키는데 대해 아직 명확하게 밝혀진 바가 없다.

와류 섀딩과 관련하여 가장 중요한 특징 중의 하나는 후류가 둔체와 상호작용을 일으켜, 항력과 양력이 증가하는⁽⁵⁻⁷⁾ 재순환영역과 와류형성영역을 만든다는 것이다. 재순환영역은 그 길이, 너비, 그리고 박리점의 위치와 같은 몇 가지 인자에 의해 인지될 수 있다. 반면에 와류형성영역은 주유동방향 후류 길이(wake length)와 후류 너비(wake width)에 의해 평가된다. Roshko^(8,9)는 최초로 와류형성영역의 주유동방향 길이를 후류 중심선에서 평균 압력이 가장 낮은 곳까지의 길이로 정의하였다. 다른 정의로는 Gerrard⁽¹⁰⁾에 의해 높은 레이놀즈수(350 이상)에서는 후류 중앙선에서 주유동방향 속도의 변동이 가장 큰 부분으로 제안되었다. 각각의 주유동방향 위치에서 수직 방향으로 주유동방향 속도 변동의 최고점이 후류 중앙선 아래 위에 하나씩 나타나는데, 후류 너비는 이 거리가 가장 짧은 값으로 정의한다. 따라서 후류 길이와 너비는 재순환영역과 와류형성영역에 관하여 두 가지로 고려할 수 있다. 또한 섀딩되는 와류의 동력학적 거동을 비교하기 위하여, 와류의 중심은 실린더 근접 영역에서부터 추적되어야 한다. 와류 형성 초기영역에는 와류 중심을 속도구배텐서(velocity gradient tensor)의 복소수 고유값(complex eigenvalue)을 조사함으로써 구할 수 있다. 이것은 속도구배텐서가 원형이나 나선 구조의 유선에서 와류의 중심을 추출하는데 잘 정의되어 있기 때문이다.⁽¹¹⁻¹³⁾

한편, 시간평균된 재순환영역 경계에 작용하는 레이놀즈응력 사이의 힘평형과 순수 압력(net pressure)은 베이스 압력(base pressure)과 항력 계수의 평가에 기여한다. Roshko⁽⁷⁾는 후류의 중심선을 따라 실린더에 분리판(splitter plate)을 부착시킴으로써 항력을 이론적으로 평가하였다. 그러나 그의 연구는 압력과 레이놀즈응력에 대해 근접 후류에서 신뢰할만한 실험 데이터를 얻기 위해서는 와류 섀딩이 필수적임에도 불구하고 이를 고려하지 않았다는 한계를 가진다. Roshko⁽⁷⁾에 이어 Balachandar 등⁽¹⁴⁾은 DNS 데이터를 이용하여 자연 와류 섀딩과 강한 전단층 상호작용을 평가하기 위해 비압축성 둔체 후류에 이 접근법을 사용하였다.

본 연구에서는 둔체의 대표적인 형상인 원형 실린더에 대하여 자연섀딩 주파수의 두 배로 진동하는 유동장 내에 발생하는 유동공진에 의한 와류의 특성 변화에 중점을 두었다. 원형실린더 하류의 유동은 레이놀즈수 360의 후류 천이 영역 부분의 Kármán 와류에 대하여 고속 PIV⁽¹⁵⁾를 이용하여 측정한다. 자연섀딩과 유동공진 상태의 물리적 유동 현상은 재순환영역과 와류형성영역, 그리고 와류중심궤적에 의해 비교된다. 특히, 유동공진 상태에서는 섀딩 주파수가 진동 주파수의 절반으로 나타나기 때문에 자연섀딩과 유동공진의 두 상태가 모두 동일한 섀딩 주파수를 가지므로 비교에 보다 용의하다는 장점이 있다. 그리고 레이놀즈응력 성분들의 분포를 고찰함으로써 유동공진이 시간평균된 후류 재순환영역 내부의 힘평형에 어떠한 영향을 미치는지 알아본다.

2. 실험 장치

실험은 폐순환식 수동(water tunnel)에서 수행되었다. Fig. 1의 개략도에서와 같이 시험부의 크기는 폭 15 cm × 높이 10 cm × 길이 100 cm 이다. 실험에 사용한 실린더는 지름이 5 mm인 유리로 제작되었으며 시험부를 수평으로 가로지르게 놓였다. 실험에서 사용한 좌표계는 실린더 단면의 중심을 좌표기준으로 삼고 주유동방향을 x, 유동을 가로지르는 수직 방향을 y, 그리고 실린더 스펀 방향을 z로 하였다. 진동 유동장은 시험부 끝단에 설치된 3개의 회전하는 셔터를 이용하여 형성하였다.⁽¹⁾ 실험 장치에 대한 자세한 사항은

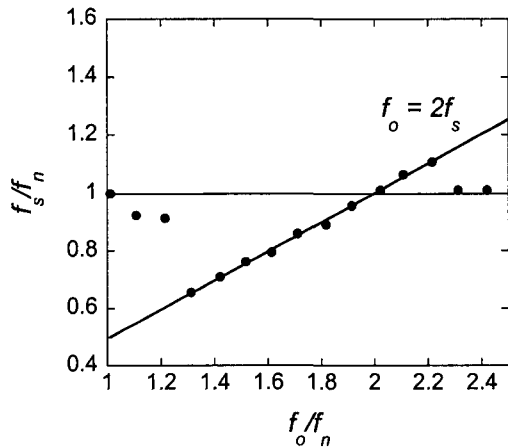


Fig. 2 Variation of the shedding frequency with the oscillation frequency. In the lock-on range, the shedding frequency changes into half the oscillation frequency

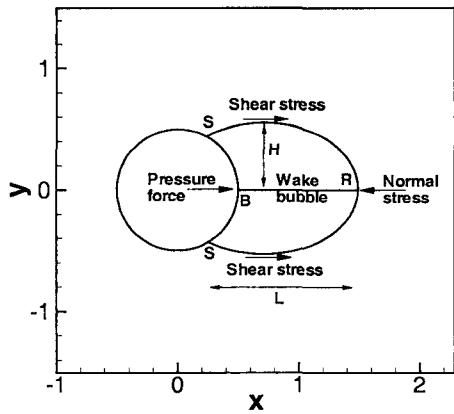


Fig. 3 A schematic showing the force balance on the mean recirculation region in the wake of a circular cylinder. The base, separation points and the reattachment point at the end of the recirculation zone are marked by B, S and R, respectively

Sung & Yoo⁽¹⁵⁾를 참고하기 바란다.

우선, 유동의 측정은 Kármán 와류를 측정하기 위해 x-y 평면, $0 < x < 4.6D$ 과 $-2D < y < 2D$ 인 근접후류에서 이루어졌다. 실린더 지름을 특성 길이로 하여 무차원화하였을 때 레이놀즈수는 360이고 스트롤(Strouhal)수는 0.196이다.

원형 실린더 후류의 속도장을 측정하기 위해 평균 지름이 10 μm 이고 비중이 1.1 g/cm^3 인 hollow glass 입자를 사용하였다. 고속 PIV 시스템을 위해 5-W 아르곤-이온 연속 레이저로 두께가 1 mm 인 평면광을 생성시켰으며, 고속 CCD 카메라로 화상을 받았다. 연속 레이저는 변조 발전기(modulator crystal)와 편광기(polarizer)로 구성된 50 kHz까지 반응하는 전기광학적 셔터로 펄스화 된다. 이 셔터는 TTL신호에 대해 트리거링되며 PLD(programmable logic device)를 이용하여 동기화된다.

속도 벡터는 50% 중첩하여 16-pixel \times 16-pixel의 상관영역(interrogation window)에서 FFT를 사용한 상호상관기법을 이용하여 계산하였다. 신호/잡음을 향상시키기 위해, 상관영역 이동기법(window shifting technique)을 채택하였다. 보다 자세한 내용은 이전 연구인 Sung & Yoo⁽¹⁵⁾에 제시되었다. 초당 250 프레임의 속도로 2048개의 연속된 프레임을 얻어 125 Hz로 샘플링된 1024개의 속도장을 얻었다. 이 샘플 주파수는 현재 적용되는 와류 shedding 주파수의 40배 이상이다. 1024의 연속된 속도장 4 세트, 4096개의 속도장으로 shedding 주기의 약 100배의 데이터를 얻었다.

유동공진 생성을 검증하기 위해 자유흐름(free-stream) 속도를 일정하게 유지시키고 진동 주파수 f_o 를 변화시키면서 나타나는 와류 shedding 주파수를 측정하였다. Fig. 2는 정상유동조건에서의 shedding 주파수, 즉 자연shedding 주파수 f_n 을 기준으로 진동주파수 f_o 와 shedding 주파수 f_s 의 관계를 나타낸다. 이 그림에서 각각의 shedding 주파수를 얻기 위하여 250 Hz로 얻어진 8192개의 연속된 PIV 영상에서 $(x/D, y/D) = (1.5, 0.5)$ 위치의 주유동방향 속도(streamwise velocity) 신호를 추출하여 파워 스펙트럼(power spectrum)을 구하였다. 이는 shedding 주파수의 2.3%에 해당하는 분해능을 가진다. 여기서 shedding 주파수는 진동 주파수에 대해 $1.3 < f_o/f_n < 2.2$ 의 영역에서 유동공진이 발생함을 알 수 있다.

일반적으로 진동 유동장에서 유동공진은 자연 shedding 주파수의 두 배 정도의 진동주파수로 가진 했을 때 발생한다. 유동공진이 일어나는 영역에서 $f_s/f_o = 0.5$ 의 관계가 이전 Barbi 등⁽³⁾의 연구와 잘 일치한다. 유동공진 바깥영역은 가진 진동 주파수와는 상관없이 자연shedding 주파수와 같은 shedding

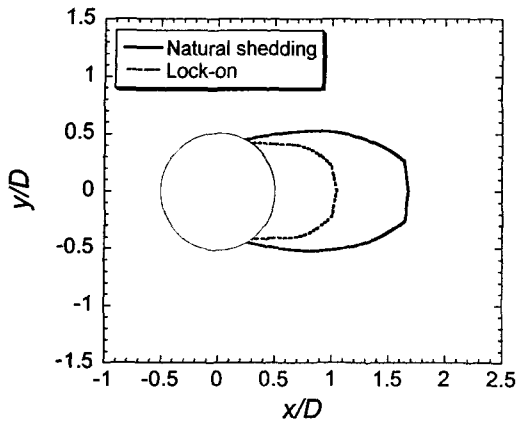


Fig. 4 Measured mean recirculation region for the natural shedding and lock-on states

주파수를 지닌다. 본 연구에서는 $f_o/f_n = 2.0$ 일 때의 유동공진 현상에 대하여 자연shedding 유동과 비교한다. 이 경우는 자연shedding 주파수와 같은 shedding 주파수를 가진다는 특징이 있다.

3. 재순환영역의 힘평형

와류의 유동공진은 항력과 양력을 증가시켜 둔체 구조물의 파괴를 야기할 수도 있다. 둔체와 후류 사이의 동역학적 상호작용은 이들 힘의 근원을 이해하는데 필수적이라 할 수 있다. 본 연구는 유동공진 상태의 와류가 원형 실린더에 어떻게 영향을 미치는지에 대한 근본적인 질문에 답을 하기 위하여 Balachandar 등⁽¹⁴⁾이 수행한 시간평균된 재순환영역에서 힘의 평형을 이용하여 해석하였다. Fig. 3은 재순환영역에 작용하는 힘에 대한 개략도를 나타내고 있다. 후류 길이(L)는 박리점(S)에서 재부착점(R)까지의 주유동방향 길이를 나타낸다. 그리고 재순환영역의 높이의 절반에 해당하는 H는 재순환영역에서 가장 두꺼운 부분을 측정하여 정한다. 그리고 박리된 유선들이 재순환영역의 위쪽과 아래쪽의 경계를 나타낸다. 박리된 유선의 경계를 통해서는 유동의 출입이 존재하지 않는다. 따라서 재순환영역 내부 유체에 대한 주유동방향 운동량 평형(streamwise momentum balance)은 다음과 같이 유도된다.

$$\int_{\Omega} \bar{p} n_1 ds + \int_{\Omega} \left(\bar{u}'u' - \frac{1}{Re} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) n_1 ds = - \int_{\Omega} \left(\bar{u}'v' - \frac{1}{Re} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) n_2 ds \quad (1)$$

여기서 $\partial \Omega$ 는 재순환영역의 경계를 나타내며 n_1, n_2 는 각각 재순환영역의 경계에서 바깥으로 수직된 단위벡터의 방향여현이다. $\bar{(\cdot)}$ 는 시간평균된 값을 의미한다. 그리고 $\bar{u}'u'$ 과 $-\bar{u}'v'$ 는 주유동방향의 레이놀즈수직응력(streamwise Reynolds normal stress)과 레이놀즈전단응력(Reynolds shear stress)을 각각 나타낸다. 비정상 속도신호는 $u(t) = \bar{u} + u'$ 로 분리하였다.

식 (1)의 우변 항들은 레이놀즈전단응력과 점성응력(viscous stress)에 따른 x 방향의 순수 힘을 나타낸다. 식의 좌변 항들은 순수 압력과 x 축의 반대방향으로 작용하는 주유동방향의 레이놀즈수직응력과 점성응력을 나타낸다. 여기서 레이놀즈수가 충분히 클 경우 점성응력은 무시될 수 있다. 압력계수, 레이놀즈수직응력계수 및 전단응력계수를 다음과 같이 정의한다.⁽⁷⁾

$$C_p = \frac{\bar{p} - \bar{p}_b}{\frac{1}{2} \rho U_e^2}, \quad C_n = \frac{\bar{u}'u'}{\frac{1}{2} U_e^2}, \quad C_\tau = -\frac{\bar{u}'v'}{\frac{1}{2} U_e^2} \quad (2)$$

여기서 \bar{p}_b 는 실린더 하류 쪽 정점의 평균 압력, U_e 는 박리된 전단층(shear layer)에서 속도가 빠른 쪽 끝의 속도이다. 이들 압력과 응력계수들을 이용하여 점성을 무시한 개략적인 주유동방향 힘평형 식을 다음과 같이 쓸 수 있다.⁽¹⁴⁾

$$\int_{\Omega} C_n n_1 ds = \int_{\Omega} C_\tau n_2 ds - \int_{\Omega} C_p n_1 ds \quad (3)$$

균일 흐름 속에 놓여 있는 원형실린더의 경우 주유동방향의 레이놀즈수직응력의 순수 힘이 레이놀즈전단응력에 의한 것보다 크다. 후류 버블에 대한 순수 압력은 음의 값을 갖게 된다. 따라서 유동에 의해 실린더가 후류 버블을 하류방향으로 미는 힘으로 나타나게 된다. 본 연구는 후류 주위의 레이놀즈수직응력계수와 전단응력계수의 분포와, 그리고 이들이 주유동방향 힘평형에 미치는 영향을 자연shedding과 유동공진상태에서 살펴본다. 또한, 식 (3)의 C_n 과 C_τ 두 가지 항을 평가하여 후류 버블에 작용하는 순수 압력에 대해서도 논의한다.

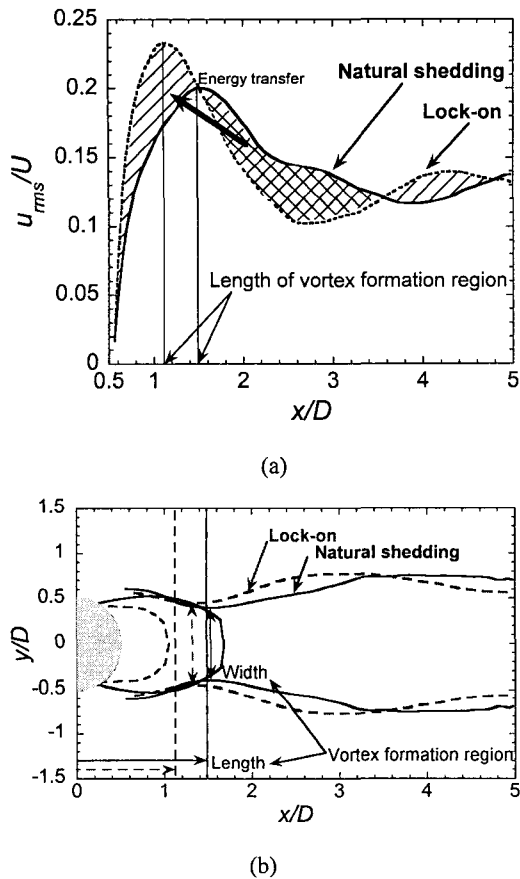


Fig. 5 (a) Streamwise velocity fluctuation along the wake centerline and (b) locus for maxima of the streamwise velocity fluctuation along the cross-stream direction at a given streamwise position, which is overlapped with the mean recirculation region for the natural shedding and lock-on states

4. 결과 및 토의

4.1 재순환영역과 와류형성영역

자연shedding과 유동공진 상태에서 측정된 재순환영역을 Fig. 4에서 비교하였다. 재순환영역을 나타내는 박리된 유선을 얻기 위해 다음과 같은 절차를 수행하였다. 첫 번째 단계로는 상류 쪽 실린더 정체점을 기준으로 90° 에서 180° 까지 1° 간격으로 유선을 확인하여 박리점을 찾는다. 두 번째 단계로는 박리된 유선을 재부착점에 연결시

키는 것이다. 이런 과정을 거치는 이유는 실험에서 얻은 속도장의 격자 해상도가 DNS와 같은 수치해석에 비해 떨어지므로 박리된 유선이 재부착점으로 정확하게 가지 않기 때문이다. 따라서 박리한 유선을 변곡점까지만 구하고 그 다음 부분은 재부착점과 직선으로 연결하였다. 이상의 방법으로 구한 재순환영역을 자연shedding과 유동공진 상태에서 비교해 보면, 유동공진의 경우가 자연shedding보다 재순환영역이 작아지고 박리점이 약간 하류로 움직인 것을 알 수 있다.

와류형성영역의 주유동방향 길이를 얻기 위해 후류 중심선을 따라 주유동방향 속도섭동(u_{rms})을 Fig. 5(a)에 도시하였다. 재순환영역과 마찬가지로 와류형성영역은 유동공진으로 인해 줄어들었다.

그리고 유동공진 상태의 u_{rms} 의 최대값이 자연shedding의 경우보다 컸다. 동시에 자연shedding에서 $1.5D < x < 3.5D$ 에서의 에너지가 유동공진에서는 $0.5D < x < 1.5D$ 로 실린더 가까이로 옮겨진 것으로 나타났다. 이로부터 유동공진 상태의 유동 에너지는 실린더 후면(backside) 가까이에서 집중된다는 것을 알 수 있다. Fig. 5(b)는 동일한 x 위치에서 y 축 방향으로 u_{rms} 값이 최대값을 갖는 점을 이은 곡선을 나타내고 있다. 이 곡선의 목(neck) 부분의 두께는 Roshko^(8,9)의 정의에 의해 후류 너비를 나타낸다. 재순환영역 두께와는 달리 후류 너비는 유동공진 상태에서 증가한다. 그럼에도 불구하고 목 부분의 x 좌표는 재순환영역의 길이가 짧아지는 것과 같이 상류 쪽으로 이동하였다. 자연shedding과 유동공진 상태 모두 재순환영역과 와류형성영역의 두 후류 길이는 거의 비슷하게 일치하였다. 또한 u_{rms} 의 최대값을 이은 곡선이 자연shedding의 경우는 박리 유선과 일치하는데 반해 유동공진의 경우는 많은 차이를 보인다는 것을 알 수 있다.

4.2 와 중심의 동력학적 거동

근접후류에서 와 중심의 동력학적 거동을 분석하기 위해 각 와류의 시간추적으로부터 얻은 와 중심궤적을 고려하였다. 와 중심을 찾는 가장 일반적인 방법으로 Cantwell & Coles⁽¹⁶⁾과 Sung & Yoo⁽¹⁷⁾에 의해 사용된 와도(vorticity)의 도심(centroid)을 구하여 와류 중심을 정의하는 방법이 있다. 그러나 이 도심 방법은 후류 버블 내부에

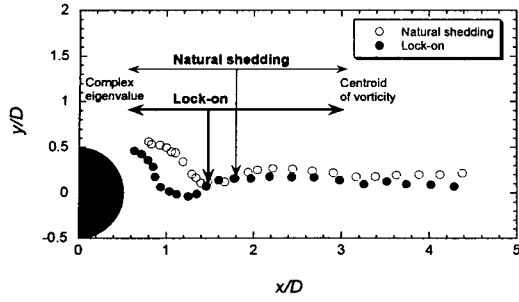


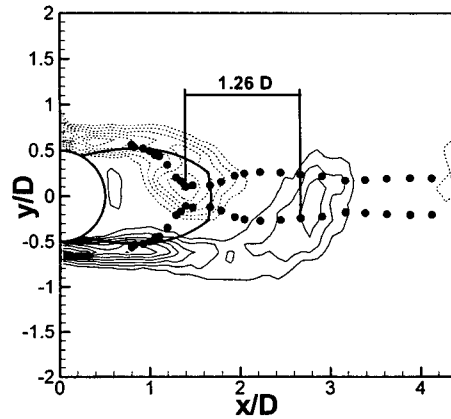
Fig. 6 Trajectories of the vortex center obtained from a hybrid method which makes use of complex eigenvalues inside the wake bubble and centroid of vorticity outside

서는 정확한 와류 경계를 정의할 수 없기 때문에 적용하는데 한계가 있다. 따라서 다른 방법의 적용이 필요하게 된다. 최근에, 와류를 구분 짓는 정의가 속도구배텐서의 Galilean 불변량(invariant)을 기초로 제안되었다.^(11,18,19) Chong 등⁽¹¹⁾은 어떤 지점에서의 속도로 움직이는 이동 좌표계에 대해 그 지점 주위의 국소 유선의 모양을 구분 짓기 위해 속도구배텐서의 고유값을 사용하였다. 이들은 와류 코어(core)가 그 지점에서의 속도로 움직이는 이동 좌표계에서 국소 유선 패턴이 원이나 나선구조를 가진다는 이유로 속도구배텐서의 복소수 고유값을 가진다고 제안하였다. 그 기본적인 개념은 다음과 같다. 속도구배텐서의 고유값 λ 는 3차원 유동에 있어 다음의 특성방정식을 만족한다.

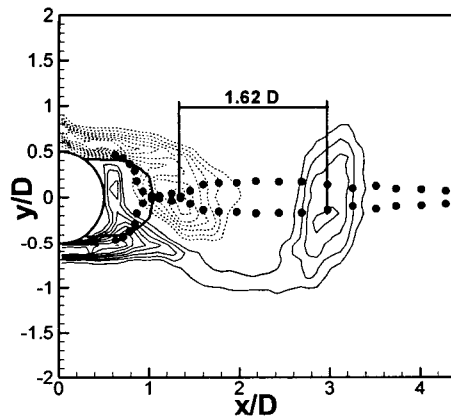
$$\lambda^3 - P\lambda^2 + Q\lambda - R = 0 \tag{4}$$

여기서 $P \equiv u_{i,i} = 0$ (비압축성 유동),
 $Q \equiv 1/2(u^2_{i,i} - u_{i,j}u_{j,i}) = -1/2(u_{i,j}u_{j,i})$ 그리고
 $R = Det(u_{i,j})$ 은 속도 구배 텐서의 3 개의 주요 불변값(invariant value)이다. 복소수 고유값은 판별식 $(\Delta = (1/3Q)^3 + (1/2R)^2)$ 이 양의 값일 때 나타난다. 그러나 2차원 유동의 경우에는 음의 값일 때 복소수 고유값을 가진다.

Fig. 6은 앞에서 설명한 방법을 이용하여 구한 자연shedding과 유동공진 상태의 와류중심계적을 나타내고 있다. 후류 버블 내부에서는 복소수 고유



(a)



(b)

Fig. 7 Contours of phase-averaged spanwise vorticity in comparison with vortex trajectories for the (a) natural shedding and (b) lock-on flows

값 정의를 적용하였다. 그러나 후류 버블 하류 쪽은 독립적인 와가 존재하고 속도구배와 같은 미분값보다 적분값인 와도 도심법이 보다 안정적이고 정확한 결과를 나타내기 때문에 후자를 채택하였다. Kármán 와류는 전단층에서 점점 성장하여 후류 중앙을 향해 움직인다. 그리고 와류가 후류 버블을 지난 직후에는 속도가 매우 빨라진다. Fig. 6의 각 점은 동일한 시간 간격을 나타낸다. 근접 후류에서 와류는 하류로 갈수록 중앙에서 멀어지다가 다시 중앙으로 이동하여 x 축과

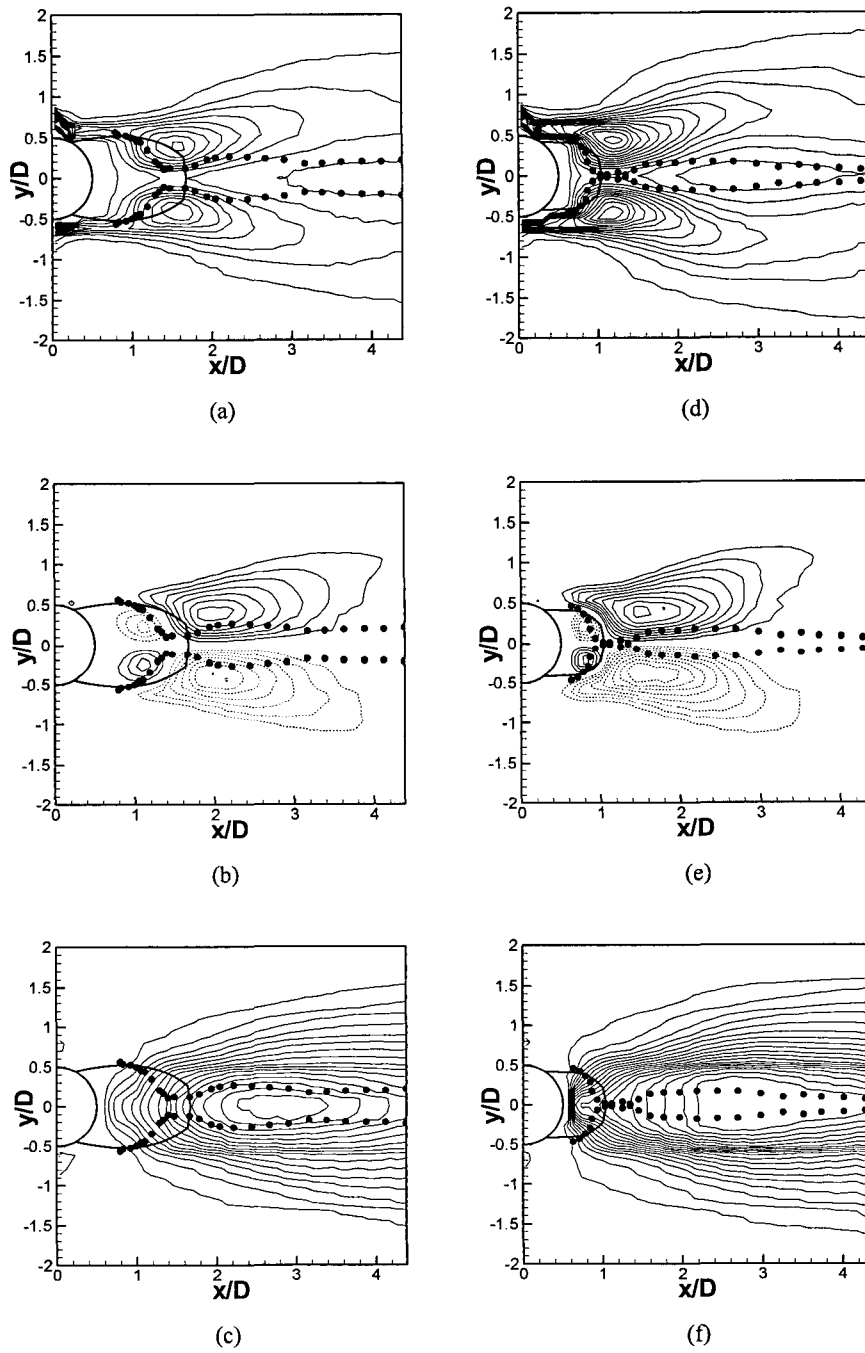


Fig. 8 Coherent Reynolds stress distributions for the components: (a) and (d) $\overline{u'u'}$; (b) and (e) $-\overline{u'v'}$; (c) and (f) $\overline{v'v'}$, where the left plots correspond to the natural shedding state and the right plots to the lock-on state

평행하게 흘러간다. 그런데 유동공진의 경우와 자연쉐딩의 경우에는 두 가지 면에서 큰 차이점을 가진다. 하나는 유동공진의 경우 위쪽에서 발생된 와류와 아래쪽의 와류 경로가 재부착점에서 만난다. 그러나 자연쉐딩의 경우, 두 경로는 후류 버블 안에서 가장 가까이 접근하지만 만나지는 않는다. 다른 하나는 먼 하류에서 유동공진의 경우 실린더 상하에서 발생된 와류가 중심선에 모여서 하나의 선(line)을 이루며 하류로 진행된다는 것이다.

Fig. 7에서는 위상이 0° 에서 위상평균된 와도 (ω_z)의 분포를 후류 버블의 경계와 와류중심계적과 함께 나타내었다. 위상평균을 하기 위해 기준 신호는 $(x/D, y/D) = (1.5, 0.5)$ 에서 추출하였다. 여기서 위상 0° 는 기준신호가 극대일 때를 의미한다. 유동공진이 발생하면 실린더 스펠 방향 와류의 많은 에너지가 짧아진 후류 버블로 인하여 실린더의 후면 근처에 집중되어 있다. 더욱이, 이때 연속된 와류 중심 간의 주유동방향 거리가 $1.26D$ 에서 $1.62D$ 로 길어졌다. 이는 두 경우가 같은 쉐딩 주파수를 갖고 있다는 것을 고려하면, 파장이 길어졌다는 것은 그 만큼 같은 시간동안 빠른 속도로 진행했다는 것을 의미하므로 유동공진 상태에서 와류의 대류속도가 빠르다는 것을 알 수 있다.

4.3 레이놀즈응력과 전체적인 힘 분석

고속 PIV의 주목할만한 특징은 레이놀즈응력장을 쉽게 얻을 수 있다는 것이다. 앞서 말한 바와 같이, 레이놀즈응력은 후류 버블에 작용하는 힘을 분석하는데 아주 중요한 역할을 한다. 본 논문에서는 유동공진에서의 레이놀즈응력장의 변화를 관찰하고, 이것이 전체적인 힘평형에 미치는 영향을 논의한다. Fig. 8에서는 레이놀즈응력성분들의 분포를 후류 버블의 경계 및 와류중심계적과 함께 나타내었다. Fig. 8(a)와 8(d)에 나타나 있는 주유동방향 레이놀즈수직응력 $\overline{u'u'}$ 는 일반적으로 두 개의 피크값(peak value)을 가지는 형상을 나타낸다. 자연쉐딩의 경우에는 이 피크값이 재순환영역 경계에 존재하지만, 유동공진의 경우에는 재순환영역 하류에 나타나면서 강도가 커진다. Fig. 8(b)와 8(e)는 후류 버블 내부에서는 윗부분에서 $-\overline{u'v'} < 0$ 이고, 아래부분에서는 $-\overline{u'v'} > 0$ 이지만, 후류 버블 외부에서는 이와 반대임을 보여준다. 여기서 주목할 것은 유동공진의 경우 피크-밸리의 형태(peak-valley pattern)가 정확하게 재순환영역의 경계로 나누어진다는 사실이다. 이것은 진동 유동장에 와류 쉐딩이 완벽하게 동기화되어 있음을 나타내는 좋은 증거이다. 동시에 Fig. 8(c)와 8(f)에는 유동에 수직방향(cross-streamwise)의 레이놀즈수직응력 $\overline{v'v'}$ 이 후류 중앙선 위에 하나의 피크값을 갖는 형태를 보이고 있다. 유동공진이 일어나면 실린더의 뒷부분에서 응력 값들의 기울기가 급해진다. 이는 와류 쉐딩 과정에서 이

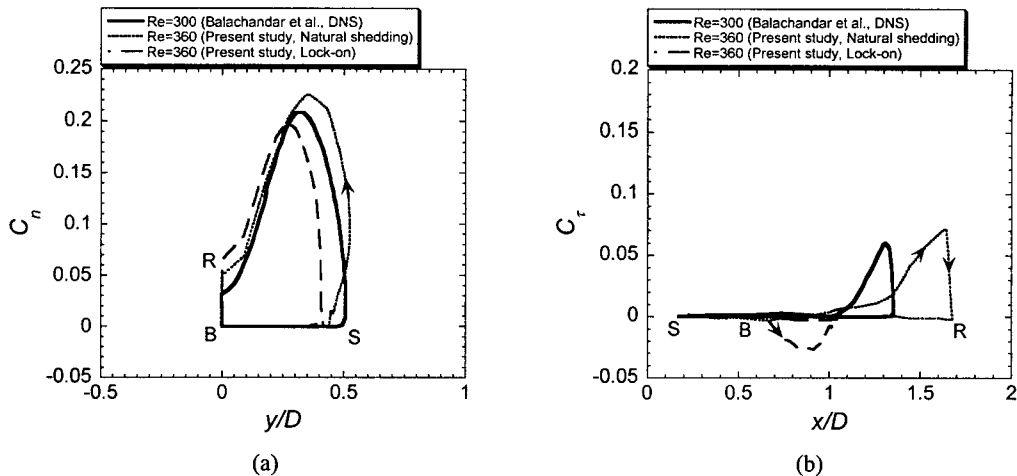


Fig. 9 Distributions of the Reynolds (a) normal and (b) shear stress coefficients along the path of base (B) - separation point (S) - reattachment point (R) - base (B)

영역에서 유체의 상하 운동이 강함을 의미한다.

Fig. 9에서는 Fig. 3에서 보여진 재순환영역의 절반에 해당하는 영역의 경계 즉, 후류정점(B)-박리점(S)-재부착점(R)-후류정점(B)의 경로를 따라 레이놀즈수직응력계수와 전단응력계수의 분포를 Balachadar 등⁽¹⁴⁾의 자연shedding 문제에서 구한 DNS 결과와 같이 나타내었다. 본질적으로는 3차원 유동이나 이 DNS 결과는 2차원 조건으로 계산된 것이다. Fig. 9(a)에 나타난 결과는 유동공진이 발생하면 후류 버블 경계를 따라 적분한 레이놀즈수직응력의 크기가 감소하는 것을 보여준다. Fig. 9(b)에는 재순환영역의 크기 차이로 인해 약간의 차이점이 있다. 이런 불일치는 Balachandar 등⁽¹⁴⁾이 제시한 보다 높은 레이놀즈수의 다른 실험 결과와 DNS 결과와의 비교에서도 잘 나타났다. 여기서는 레이놀즈전단응력에 관하여 주목할 만한 변화를 볼 수 있는데, 그것은 레이놀즈전단응력이 자연shedding과는 달리 음의 값을 가진다는 점이다. 즉, 전단응력의 방향이 반대로 바뀌었음을 의미한다. 따라서 전단응력이 수직응력보다 유동공진 현상에 의해 나타나는 주요한 변화라고 할 수 있다. 이와 같이 약간 감소한 수직응력과 크게 감소한 전단응력 변화는 식 (3)의 주유동방향 힘평형 관계식에서 알 수 있듯이 버블의 후면에 작용하는 흡입 압력을 증가시킨다. 그러므로 후류 버블은 실린더를 하류방향으로 보다 강하게 당긴다는 것을 알 수 있다. 줄어든 후류 버블이 실린더 후면 흡입 압력(base suction pressure)과 항력의 증가에 밀접한 관련이 있음을 고려할 때,⁽²⁰⁾ 유동공진에 의해 줄어든 후류 버블과 증가된 실린더 후면 압력은 후류에 의해 실린더에 작용하는 흡입력(suction force)의 증가를 일으켰으며, 이는 항력의 증가를 유발하였다.

5. 결론

유동공진 상태에서 원형 실린더 뒤의 와류의 동력학적 특성 변화를 고속 PIV 시스템을 이용하여 측정하고 자연shedding과 비교 고찰하였다. 와류의 유동공진 발생은 후류 천이 영역의 레이놀즈수 360에서 자연shedding 주파수의 두 배인 진동 주파수로 가진하였을 때 일어난다는 것을 확인하였다. 측정된 평균 재순환영역과 와류형성영역은 유동공진이 실질적으로 후류의 크기를 줄이고 실

린더 후면 가까이에 유동에너지가 집중된다는 것을 확인시켜주었다. 와류중심축적은 후류 버블 안쪽에는 복소수 고유값을 구하는 방법으로, 후류 버블 바깥쪽에는 도심방법을 적용한 하이브리드(hybrid) 방법으로 얻었다. 그 결과, 유동공진인 경우 shed되는 와류가 재부착점을 통과하며 하류 쪽에서는 점점 후류 중심선에 가까워진다는 것을 보여주었다. 게다가, 유동공진의 와류는 같은 주파수를 가진에도 불구하고 보다 빠른 대류 속도를 보였다. 레이놀즈응력의 경우는 자연shedding의 경우와 비교해, 보다 강해졌으며 짧아진 재순환 영역과 완벽한 동기화를 이루는 shed를 잘 나타내는 분포를 가졌다. 주유동방향 힘평형에 있어서 증가된 흡입 압력이 실린더를 보다 강하게 당기게 되고 이는 실린더의 항력을 증가시켰다.

후 기

이 연구는 서울대학교 마이크로열시스템연구센터와 BK21사업 서울대/한양대 기계분야 연구인력양성사업단의 연구비 지원으로 이루어졌으며, 이에 감사 드립니다.

참고문헌

- (1) Armstrong B. J., Barnes F. H. and Grant I., 1986, "The Effect of a Perturbation on the Flow Over a Bluff Cylinder," *Phys. Fluids*, Vol. 29, No. 7, pp. 2095~2102.
- (2) Armstrong B. J., Barnes F. H. and Grant I., 1987, "A Comparison of the Structure of the Wake Behind a Circular Cylinder in a Steady Flow with that in a Perturbed Flow," *Phys. Fluids*, Vol. 30, No. 1, pp. 19~26.
- (3) Barbi C., Favier D. P., Maresca C. A. and Telionis D. P., 1986, "Vortex Shedding and Lock-on of a Circular Cylinder in Oscillatory Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 170, pp. 527~544.
- (4) Hall M. S. and Griffin O. M., 1993, "Vortex Shedding and Lock-on in a Perturbed Flow," *ASME J. Fluids Engrg.*, Vol. 115, pp. 283~291.
- (5) Sychev V. V., 1982, "Asymptotic Theory of Separated Flows," *Mekh. Zhidkosti Gaza*, Vol. 2, p. 20.

- (6) Roshko A., 1993, "Perspectives on Bluff Body Aerodynamics," *J. Wind Engrg. Ind. Aerodyn.*, Vol. 49, pp. 79~100.
- (7) Roshko A., 1993, "Free Shear Layers, Base Pressure and Bluff-Body Drag," In *Proc. Symp. on Developments in Fluid Dynamics and Aerospace Engineering*, Bangalore-India.
- (8) Roshko A., 1954, "On the Drag and Shedding Frequency of Two-Dimensional Bluff Bodies," *Natl Adv. Comm. for Aero.*, Washington, DC-USA, TN 3169.
- (9) Roshko A., 1955, "On the Wake and Drag of Bluff Bodies," *J. Aero. Sci.*, Vol. 22, pp. 124~132.
- (10) Gerrard J. H., 1966, "The Mechanics of the Formation Region of Vortices Behind Bluff Bodies," *J. Fluid Mech.*, Vol. 25, pp. 401~413.
- (11) Chong M. S., Perry A. E. and Cantwell B. J., 1990, "A General Classification of Three-Dimensional Flow Fields," *Phys. Fluids A*, Vol. 2, No. 5, pp. 765~777.
- (12) Dallmann U., Hilgenstock A., Riedelbauch S., Schulte-Werning B. and Vollmers H., 1991, "On the Footprints of Three-Dimensional Separated Vortex Flows Around Blunt Bodies," *AGARD CP-494*.
- (13) Mittal R. and Balachandar S., 1995, "Generation of Streamwise Vortical Structures in Bluff Body Wakes," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 75, pp. 1300~1303.
- (14) Balachandar S., Mittal R. and Najjar F. M., 1997, "Properties of the Mean Recirculation Region in the Wakes of Two-Dimensional Bluff Bodies," *J. Fluid Mech.*, Vol. 351, pp. 167~199.
- (15) Sung J. and Yoo J. Y., 2000, "Measurements of Secondary Vortices in the Cylinder Wake by Three-Dimensional Phase-Averaging Technique Using Cinematic PIV Data," *Trans. of KSME (B)*, Vol. 24, No. 11, pp. 1540~1548.
- (16) Cantwell B. and Coles D., 1983, "An Experimental Study of Entrainment and Transport in the Turbulent Near Wake of a Circular Cylinder," *J. Fluid Mech.*, Vol. 136, pp. 321~374.
- (17) Sung J. and Yoo J. Y., 2003, "Near-Wake Vortex Motions Behind a Circular Cylinder at Low Reynolds Number," *J. Fluids Struct.*, Vol. 17, pp. 261~274.
- (18) Hunt J. C. R., Wray A. A. and Moin P., 1988, "Eddies, Stream, and Convergence Zones in Turbulent Flows," *Center for Turbulence Research Report CTR-S88*, pp. 193~208.
- (19) Melander M. and Hussain F., 1993, "Polarized Vorticity Dynamics on a Vortex Column," *Phys. Fluids A*, Vol. 5, pp. 1992~2003.
- (20) Williamson C. H. K., 1996, "Three-Dimensional Wake Transition," *J. Fluid Mech.*, Vol. 328, pp. 345~407.