

실린더 근접후류에서 위상학적 구조와 2차 와류의 상호 관계

성재용* · 유정열†

(2000년 1월 29일 접수, 2001년 7월 25일 심사완료)

Interrelationship Between Topological Structures and Secondary Vortices in the Near Wake of a Circular Cylinder

Jaeyong Sung and Jung Yul Yoo

key Words: Topological Structure(위상학적 구조), Critical Point(임계점), Convection Velocity(대류속도), Fluctuating Reynolds Stress(섭동 레이놀즈 응력), Time-Resolved PIV(고속 PIV)

Abstract

Characteristics of secondary vortices is topologically investigated in the near-wake region of a circular cylinder, where the Taylor's hypothesis does not hold. The three-dimensional flow fields in the wake-transition regime were measured by a time-resolved PIV for various planes of view. The convection velocities of the Kármán and secondary vortices are evaluated from the trajectory of the vortex center. Then, saddle points are determined by applying the critical point theory. It is shown that the inclination angle of the secondary vortices agrees well with the previous experimental data. The flow fields in a moving frame of reference have several critical points and the mushroom-like structure appears in the streamline patterns of the secondary vortices. Since the distributions of fluctuating Reynolds stresses defined by triple decomposition are closely related with the existence of secondary vortices, the physical meaning of them is explained in conjunction with the vortex center and saddle point trajectories.

기호설명

t	: 시간
U	: 자유류 속도
U_{cx}, U_{cy}	: x, y 방향의 대류속도
u, v	: x, y 방향의 속도 성분
x, y, z	: 주유동, 수직, 길이 방향 좌표
ω_y, ω_z	: y, z 방향의 와도 성분

1. 서론

실린더 후류에서 발생하는 와류 shedding 유동은 레이놀즈수 190 근처에서 2차원 층류로부터 3차원 후류 천이(wake-transition) 유동⁽¹⁾으로 전환되며, 실린더 길이 방향으로 비교적 큰 스케일의 2차 와류가 발생한다. 이러한 2차 와류는 레이놀즈수

1000 이상에서 나타나는 작은 스케일의 Kelvin-Helmholtz 파와는 달리 Kármán 와류가 불안정성에 의하여 변형되면서 나타난다. 특히 근접후류(near wake)에서의 유동 구조는 그 발생과정과 관련하여 많은 관심의 대상이 되어 왔으며, 주로 가시화 또는 1점 계측 기법을 통하여 연구가 이루어져 왔다.⁽¹⁻³⁾ 그러나 가시화를 통한 유동해석은 정량적인 데이터를 제공하지 못할 뿐만 아니라 분자 운동에 의한 와도의 확산이 추적 입자의 확산에 비해 매우 빠르기 때문에 장시간 노출에 의한 가시화 영상은 와 구조를 과대 평가할 가능성이 있다.⁽⁴⁾ 또한 후류 유동은 비정상 발달 과정을 거치므로 1점 계측 기법으로는 공간적 구조에 대한 정확한 해석을 수행하기에는 한계가 있다.

이를 극복하기 위해서는 동시다점 측정을 통한 실린더 후류 유동에의 접근이 필요하며 그 해석은 다양한 방법으로 진행되어 왔다. Mansy 등⁽⁵⁾은 SLA(scanning laser anemometry)를 사용하여 얻은 추 유동방향 속도를 주기성을 갖는 1차 성분과 3차

* 회원, 서울대학교 대학원 기계항공공학부
 † 책임저자, 회원, 서울대학교 기계항공공학부
 E-mail : jyyoo@plaza.snu.ac.kr
 TEL : (02)880-7112 FAX : (02)883-0179

원 구조에 의한 2 차 성분으로 분리하여 각각의 RMS 특성에 대하여 논의하였다. 또한, Lin 등⁽⁶⁾과 Brede 등⁽⁷⁾은 고정된 주유동 위치에서 연속적으로 얻은 PIV 평면 데이터를 이용하여 Taylor 가설(hypothesis)에 의한 주유동 와도 성분의 3 차원 거동을 해석하였으며, 성재용과 유정열⁽⁸⁾은 3 차원 위상평균 PIV 측정 기법을 통한 Kármán 와류와 2 차 와류의 시간적, 공간적 관계를 설명하였다. 이상의 연구들이 2 차 와류의 다양한 특성에 대하여 논의하였으나, 실린더 근접후류에 있어서의 초점(focus), 안장점(saddle point) 등의 위상학적 구조와 2 차 와류와의 연관성에 대하여는 분명하게 밝혀지지 않았다.

한편, 임계점 이론(critical point theory)을 이용한 유동 형태의 기술 방법은 복잡한 3 차원 유동의 위상학적 구조(topological structure)를 수학적으로 정의함으로써 이에 대한 객관적인 평가가 가능하므로 오래 전부터 널리 사용되어 왔다. 임계점은 유선의 방향이 정의되지 않는 점으로, 이 점 근처에서는 연속방정식과 운동량 방정식의 근사해(asymptotic solution)가 유도될 수 있으며 여러 가지의 표준 유동 형태가 존재한다. Perry 와 Chong,⁽⁹⁾ Chong 등⁽¹⁰⁾은 2 차원 또는 3 차원 공간에서 나타나는 이러한 임계점들의 다양한 형태를 체계적으로 정리하였다. 이 이론은 대부분 난류 유동장에 적용되었으며, Hussain 과 Hayakawa⁽¹¹⁾는 일렬로 배치된 8 개의 X-wire 를 이용하여 큰 스케일의 응집 구조를 조건부 추출함으로써 안장점에서 발생하는 와 연신(stretching)이 난류의 생성에 미치는 영향을 논의하였다. Zhou 와 Antonia⁽¹²⁾는 직각으로 배치된 16 개의 X-wire 를 이용하여 수직 및 수평 단면에서 조건 평균(conditional average)된 속도장을 측정 후 레이놀즈 응력에 대한 임계점의 역할에 대하여 서술하였고, 두 평면에서 임계점들 사이의 관계를 통하여 3 차원 구조의 특성에 대하여 고찰하였다. 이들의 연구는 먼 후류(far wake)에서 Taylor 가설을 바탕으로 측정하였으며, 와류의 형태 및 이동 속도가 변하는 근접후류에서는 이를 적용할 수 없다.

따라서 근접후류에서는 적어도 2 차원 이상의 공간에서 동시다점 측정이 이루어져야 한다. 난류 유동에 대한 고전적인 측정기법으로는 기준 위상 신호에 동기화된 flying hot-wire 를 이용하는 방법이 있는데, Cantwell 과 Coles⁽¹³⁾는 2 차원 단면에서의 위상평균 유동장을 구하고 임계점에서의 난류 유동 특성 및 레이놀즈 응력들의 공간적 분포 형태를 제시하였다. Perry 와 Steiner⁽¹⁴⁾는 동일한 측정

기법을 수직 평판 후류 유동에 적용함으로써 임계점 이론에 근거하여 위상 평균 유동장에서의 와 구조를 해석하였다. 최근 영상처리에 의한 PIV 측정기법이 발달하면서 이러한 동시다점 측정이 훨씬 용이해졌을 뿐만 아니라 보다 정확한 와도의 측정이 가능하게 되었다. 이를 바탕으로 Wu 등⁽¹⁵⁾은 순간 속도장으로부터 2 차 와류가 가지는 통계적인 임계점의 형태를 논의하였다.

임계점 이론에 근거한 와 구조의 해석은 관찰자가 와류의 대류 속도로 움직이면서 본 이동좌표계에서의 유동장을 바탕으로 이루어지며, 이 때 대류 속도의 선택에 따라 위상학적 구조가 완전히 달라질 수도 있다.⁽⁹⁾ 따라서 와류의 대류 속도에 대한 엄밀한 측정이 필요하며, 기존 연구들을 통하여 여러가지 기법들이 제시되었다. Taylor 가설에 근거한 대류 속도 측정 기법으로서, Perry 등⁽¹⁶⁾과 Perry 와 Tan⁽¹⁷⁾이 응집구조(coherent structure)의 주파수와 파장 특성을 이용하여 대류 속도를 계산하였고, Hussain 과 Hayakawa⁽¹¹⁾는 주유동 방향의 두 위치에서 측정된 와도 상관으로부터 응집구조의 시간차이를 계산하여 점진적으로 와 중심의 대류 속도를 구하였다. Zhou 와 Antonia⁽¹⁸⁾는 기존의 대류 속도 측정 기법들을 정리하여 크게 두 가지 (와 중심에서의 속도를 사용하는 방법과 응집구조가 주어진 길이를 이동하는데 걸리는 시간을 이용하여 구하는 방법)로 분류하면서 전자가 보다 합리적인 방법을 밝혔다. 그러나 이상의 방법들은 근접후류에는 적합하지 않으며, 이 영역에서의 대류 속도 측정에 관한 연구는 매우 드문 편이다. Cantwell 과 Coles⁽¹³⁾은 와 중심을 와도 도심(centroid of vorticity)으로 정의하여 시간에 따른 중심의 위치를 구하고 그 궤적을 미분함으로써 Kármán 와류의 대류 속도를 예측하였는데, 본 연구에서는 이들이 사용한 방법을 채택하여 Kármán 와류 뿐만 아니라 2 차 와류의 대류 속도도 측정하였다.

본 연구에서는 후류 천이 영역의 실린더 근접후류에 대하여 2 차원 고속 PIV 로 여러 단면의 속도장을 측정하고, Kármán 와류와 2 차 와류의 대류 속도를 계산하여 각 단면에서 이동좌표계에서 관찰한 위상학적 특성을 고찰하고자 한다. 또한 임계점 이론에 근거하여 와 중심과 안장점의 궤적을 정량적으로 구하고, 섭동 레이놀즈 응력(fluctuating Reynolds stress)의 분포와 비교함으로써 이들이 2 차 와류에 대하여 가지는 의미를 파악하는데 그 목적을 두고 있다. 와 중심과 대류 속도는 근접후류에서의 위상학적 구조 해석에 있어 매우 중요한 역할을 하기 때문에 그 추출 기법에 대

한 체계적인 분석과 거동 특성을 논의한다. 여러 개의 수평 평면에서 2차 와류의 중심을 연결하면 와필라멘트(vortex filament)의 형상을 얻을 수 있으며, 그 진전과정을 분석한다.

2. PIV 측정기법

실린더 후류 유동장 측정은 수동(water tunnel)에서 이루어졌으며, 원형 실린더는 직경 5 mm, 형상비(L/D) 30의 아르켈봉을 사용하였다. 좌표계는 Fig. 1에 나타난 바와 같이 실린더 중심을 원점으로 하여 주유동 방향을 x, 실린더 길이 방향을 z, 이에 수직인 방향을 y로 두었다. 측정 단면은 1개의 x-y 평면과 5개의 z-x 평면으로 설정하여 Kármán 와류와 2차 와류를 측정하였다. z-x 평면의 위치는 y/D = 0, -0.25, -0.5, -0.75, -1로서 실린더 중심보다 아래에 위치하고 있으며 위쪽 유동의 정보는 180° 위상차를 가진 아래쪽 유동장으로부터 얻을 수 있다.⁽⁸⁾

PIV 측정은 직경 10 μm, 비중 1.1의 hollow glass 입자를 유동장 내에 주입하고 5W 아르곤 이온 레이저로 조사하여 산란된 입자영상을 고속 디지털 CCD(Hi-Dcam PCI 2000, NAC)로 획득하는 방법을 사용하였다. 이 고속 카메라는 480 × 420 픽셀 해상도를 가지며, 부분 해상도(160 × 140 픽셀)에서는 최대 2000 frames/s의 속도로 촬영이 가능하다. 연속광의 레이저는 전기편광 셔터(80X41, DANTEC)에 의해 펄스광을 만들 수 있으며, 이 셔터는

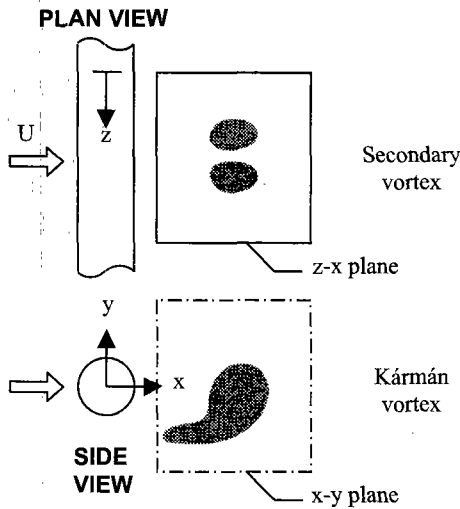


Fig. 1 Schematic of three-dimensional fields of view for vortex structures behind a circular cylinder

PLD (programmable logic device)에 의해 고속카메라와 동기화된다. 속도 벡터는 성재용과 유정열⁽⁹⁾이 사용한 알고리즘을 통하여 계산되었으며, 이 알고리즘에서는 FFT 방식의 상호상관법(cross-correlation)과 SN 비(signal-to-noise ratio)를 높이기 위한 오프셋 상관기법이 채택되었다. 본 연구에서는 250 frames/s의 속도로 입자영상을 획득하였으며, 1회 측정시 총 2048장의 연속된 입자영상이 얻어진다. 따라서 상호상관 방식의 속도 측정 기법에서는 125 Hz로 획득된 1024장의 연속된 속도장이 얻어진다. 이 데이터 샘플링 속도는 세딩 주파수의 40배 이상이며, 각각의 단면에 대하여 4회에 걸쳐 4096장의 속도장을 측정하였다.

3. 유동 해석 이론

후류 천이 영역에서의 와류 세딩은 주기적이면서도 3차원 유동에 의한 불규칙적인 성분을 포함하고 있다. 따라서, 3 성분 분리(triple-decomposition) 기법⁽⁹⁾을 사용하면, 비정상 속도신호 u 는 시간 평균항 \bar{u} , 주기 평균항 \tilde{u} 그리고 불규칙적인 섭동항 u' 로 다음과 같이 분해될 수 있다.

$$u(\bar{x}, t) = \bar{u}(\bar{x}) + \tilde{u}(\bar{x}, t) + u'(\bar{x}, t)$$

$$= \langle u(\bar{x}, t) \rangle + u'(\bar{x}, t)$$

$$\bar{u}(\bar{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(\bar{x}, t) dt \tag{1}$$

$$\langle u(\bar{x}, t) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} u(\bar{x}, t + n\tau)$$

여기서 τ 는 세딩 주기이며, $\langle u \rangle$ 는 주어진 위상에서의 앙상블 평균값이다. 주기 유동에 대한 기준 위상 신호는 $(x/D, y/D) = (1.5, -0.5)$ 에서의 주유동 방향 속도 성분을 사용하였으며, 이 신호의 정점인 지점을 위상이 0°로 정의하였다. x-y, z-x 평면에서 측정된 각각의 Kármán 와류와 2차 와류에 대한 구체적인 위상평균 과정은 선행 연구⁽⁸⁾에서 설명한 바가 있으며, 본 연구에서는 섭동항에 대한 통계적인 해석을 통하여 2차 와류의 유동 특성을 설명하고자 한다.

유동장에 대한 위상학적 특성을 해석하기 위하여 임계점 이론^(8, 10)이 널리 사용되어 왔으며, 본 연구에서는 2차원 단면에서의 유동장에 대하여 그 기본 개념을 적용하였다. 임계점은 유선의 방향이 정의되지 않는 점으로 속도는 0이 되며, 비선형 속도 성분 $u(x, y)$ 와 $v(x, y)$ 를 임계점 (x_c, y_c) 근처에서 Taylor 급수 전개를 하면 다음과 같은 근사화된 식으로 표현된다.

$$\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \mathbf{A} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$a_{11} = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad a_{12} = \frac{\partial u}{\partial y}, \quad a_{21} = \frac{\partial v}{\partial x}, \quad a_{22} = \frac{\partial v}{\partial y}$$

여기서 좌표계의 원점은 임계점이 되며 ($x_c = y_c = 0$), 행렬 \mathbf{A} 에 대한 특성방정식 및 그에 따른 고유치 λ 는 다음과 같이 결정된다.

$$\begin{aligned} |\mathbf{A} - \lambda \mathbf{I}| &= 0 \\ \lambda^2 - p\lambda + q &= 0 \\ q = \det \mathbf{A} &= a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21} \quad (3) \\ p = \text{tr } \mathbf{A} &= a_{11} + a_{22} \\ \Delta = p^2 - 4q &= (a_{11} - a_{22})^2 + 4a_{12}a_{21} \end{aligned}$$

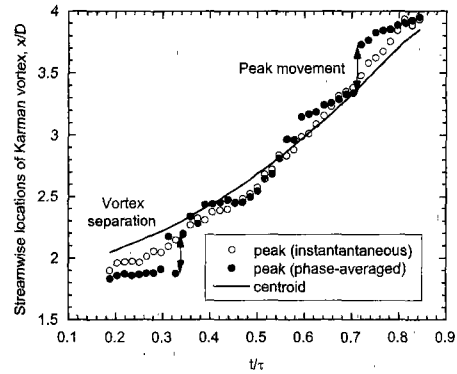
여기서 \mathbf{I} 는 단위 행렬이며, 임계점의 형상은 p, q 와 Δ 의 값에 따라 세가지 기본 형태를 가진다. 즉, 안장점(saddle point; $q < 0$), 노드(node; $q > 0, \Delta > 0$) 및 초점(focus; $\Delta < 0$)으로 구분된다. 이들 임계점에서는 양방향 속도가 모두 0 으로 정의되어 있어 $f = (u^2 + v^2)^{1/2}$ 가 극소가 되는 위치를 구하면 그 점이 임계점이 된다. 주어진 유동장에서 적어도 한 개 이상의 임계점이 존재하므로 그 점에서의 p, q, Δ 의 값을 계산하여 임계점의 형태를 결정한다.

4. 결과 및 고찰

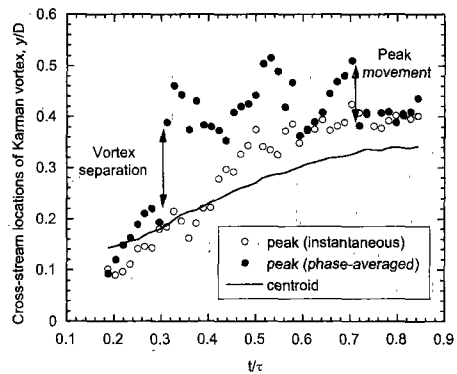
본 연구는 PIV 측정에 의한 3 차원 위상평균 유동장을 고찰한 선행 연구⁽⁸⁾에 바탕을 두고 있으며, 그 결과를 이용하여 2 차 와류의 특성을 해석하였다. 측정에 사용된 유동장의 레이놀즈수는 360 의 후류천이 영역(B 모드)이며, Kármán 와류의 shedding 주기는 3.282 Hz, 스트로울수는 0.204 이다. 이는 Roshko⁽²⁰⁾와 Fey 등⁽²¹⁾이 제시한 스트로울수-레이놀즈 수 관계식으로부터 각각 얻은 0.2045 및 0.2025 와 비교할 때 잘 일치한다. 또한 와도의 자기상관함 수로부터 통계적으로 구한 2 차 와류의 특성 길이는 약 0.93D 로서 Williamson⁽²²⁾의 결과와 비교적 잘 일치한다.

4.1 와 중심의 궤적과 대류속도

실린더에서 충분히 떨어진 하류에서는 대류속도가 거의 일정하지만 근접후류에서는 대류속도가 와의 주유동 방향 위치에 따라 다르기 때문에 Taylor 가설이 성립하지 않는다. 따라서 이를 정확하게 구하기 위하여는 시간에 따른 와 중심의 궤적을 추적하여야 한다. 와 중심의 위치에 대한 정



(a)



(b)

Fig. 2 Streamwise and cross-stream locations of the Kármán vortex center for different definitions, (a) x/D , (b) y/D

의는 국소 극값의 위치를 이용하는 방법과 와도 분포상의 도심 좌표를 이용하는 방법이 있다.⁽¹³⁾ 이 중 첫번째 방법은 구현하기 쉽다는 장점이 있으나 불확실성이 높다. 따라서 본연구에서는 Cantwell 과 Coles⁽¹³⁾이 사용한 두번째 방법을 채택하였으며, x-y 평면에서 와류의 중심 위치는 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} \Gamma &= \int_A \langle \omega_z \rangle dA \\ x_c &= \frac{1}{\Gamma} \int_A x \langle \omega_z \rangle dA \\ y_c &= \frac{1}{\Gamma} \int_A y \langle \omega_z \rangle dA \end{aligned} \quad (4)$$

여기서 Γ 는 순환(circulation) 값이며, A 는 적분 면적이다. 재순환 영역 내($x/D < 1.71$)에서는 와류가 형성되는 위치이므로 독립된 와가 존재하지 않아 적분영역을 그 이후 영역으로 설정하였다. 또한,

적분 과정에서 노이즈에 의한 영향을 줄이기 위하여 $\langle \omega_x \rangle / \langle \omega_z \rangle_p \geq 0.5$ 인 경우에만 계산하였다. 여기서 $\langle \omega_z \rangle_p$ 는 와도의 최대값이다.

Fig. 2는 국소 극값 및 와도 도심으로 정의된 시간에 따른 Kármán 와류의 x 및 y 방향 중심 위치를 보여주고 있다. 여기서 국소 극값으로 정의된 와 중심은 위상평균된 속도장으로부터 추출된 데이터와 순간속도장으로부터 추출된 데이터의 평균치를 각각 비교하였다. 대체적으로 후자에 비해 전자의 경우가 데이터의 산란성이 높은 것을 볼 수 있다. 이는 위상평균 유동장에서 와류가 분리되는 과정과 순간적인 국소 극값의 이동 등에 의해 불연속점이 나타나면서 와 중심 위치의 불확실성이 증가한 것으로 분석된다. 반면, 순간속도장에서 얻어진 국소 극값의 평균치는 연속된 궤적을 가지고 있으나 와도 도심으로 정의된 와 중심의 궤적과는 약간의 차이가 있다. 이는 Kármán 와류의 형상이 동심원이 아니기 때문에 나타나는 현상이며, 와류를 회전 유동으로 정의하면 그 회전의 중심은 와도의 도심으로 판단하는 것이 타당하다. 와 중심을 와도 도심으로 정의하였을 때는 순간속도장 또는 위상평균 속도장으로부터 얻은 데이터가 거의 일치하였으며 그 궤적은 연속적이다.

Fig. 3에서는 도심좌표를 통하여 계측된 와 중심의 궤적을 미분하여 얻은 각 방향으로의 대류속도를 나타내었다. 여기서 x 축은 와 중심의 주유동 방향 위치이며, 시간에 따른 와 중심의 궤적을 직접 미분한 결과와 도심의 궤적에 대한 곡선적합(curve-fit) 함수를 미분한 결과는 거의 동일함을 확인할 수 있다. 본 연구에서 계측된 각 방향의 대류 속도는 Cantwell 과 Coles⁽¹³⁾이 난류 유동에서 계측한 대류 속도와 비교할 때 그 경향이 잘 일치한다. Fig. 3(a)에서는 x 방향 대류속도를 중심면을 따른 장시간 평균된 주유동 속도(centerline velocity)와 비교하였는데 상류에서는 두 속도가 비슷하였고, 하류로 진행할수록 점점 대류 속도가 증가하여 일정한 값에 수렴하는 경향을 보이거나 중심면에서의 속도보다 약간 큰 값을 가진다. 한편, Zhou 와 Antonia⁽¹⁸⁾는 Taylor 가설에 근거하여 먼 후류에서의 대류 속도를 와 중심에서의 속도로 사용하였으며, Fig. 3(a)에서 이를 비교하였다. 여기서 와 중심의 속도와 와 중심의 궤적으로부터 얻은 대류 속도가 상류에서는 상당히 차이를 보인다. 그 이유는 실린더 근접후류에서 와류가 발생하여 일정한 대류 속도에 이르기까지 가속되는 구간이

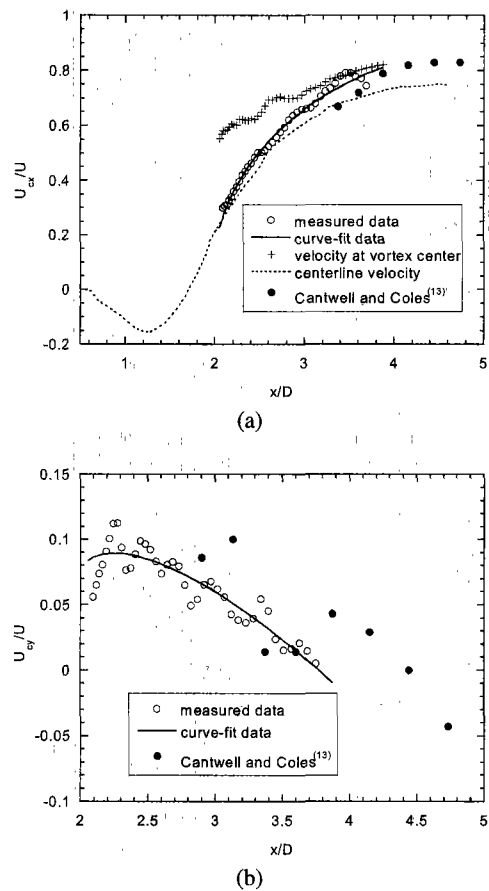


Fig. 3 Convection velocities of the Kármán vortex, which are obtained by differentiating the measured and curve-fit data of the centroid locations: (a) U_x/U , (b) U_y/U

므로 와류의 형태가 변하면서 이동 속도도 달라지기 때문이다. 그러나 $x = 4D$ 근처에서는 와의 이동 속도가 일정하게 유지되면서 두 속도가 근접해 간다. Fig. 3(b)의 y 방향의 대류 속도는 x 방향의 대류 속도에 비하여 크기가 매우 작으나 초기에 증가하다가 다시 감소한다.

x-y 평면에서의 Kármán 와류(ω)에 대해서와 마찬가지로 방법으로 Fig. 4에서는 $y/D = -0.5$ 위치의 z-x 평면에서 2차 와류(ω)에 대한 와 중심의 거동을 살펴보았다. 위상 평균된 유동장에서 얻어진 2차 와류는 Kármán 와류에 비해 와도의 분포가 동심원 형태의 단순한 구조⁽⁸⁾로 되어 있어 극값과 도심을 이용한 와 중심의 예측이 비교적 잘 일치하였다. 한편, Wu 등⁽¹⁵⁾은 실린더 길이 방향으로

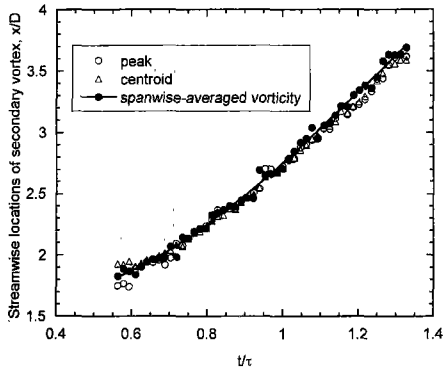


Fig. 4 Comparison of schemes to extract the secondary vortex center on the z-x plane at $y/D = -0.5$

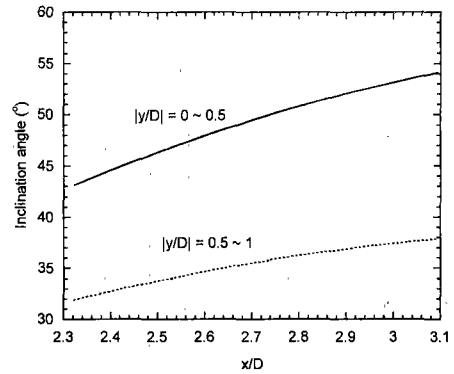


Fig. 6 Variations of inclination angle of the secondary vortex filament along the streamwise position

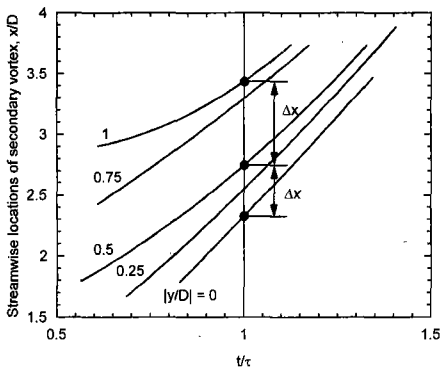


Fig. 5 Streamwise locations of the secondary vortex center on the z-x planes at various cross-stream positions

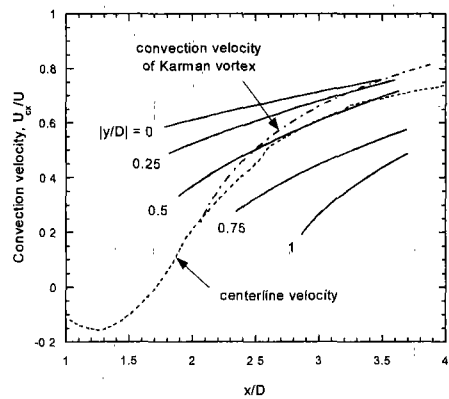


Fig. 7 Convection velocities of the secondary vortex on the z-x planes at various cross-stream positions

와도의 절대값에 대한 평균의 분포를 구하였으며, 이 값이 정점일 때의 x 위치를 2 차 와류의 중심으로 가정하였다. 본 연구에서도 동일한 방법을 적용한 결과 Fig. 4 에서 와도의 극값과 도심으로 정의된 와 중심 위치와 매우 잘 일치하였다. 따라서 2 차 와류의 중심에 관한 이상의 3 가지 기술 방법은 모두 타당하다. Fig. 5 에서는 다양한 y 위치에서 $z-x$ 평면에 나타난 2 차 와류의 시간에 따른 궤적을 비교하였다. 여기서는 Wu 등⁽¹⁵⁾이 사용한 방법을 적용하여 구한 와 중심의 궤적을 곡선 접합 함수로 나타내었다. 임의의 시간에 대하여 서로 다른 y 위치에서의 2 차 와류의 중심을 연결하면 와필라멘트(vortex filament)를 형성할 수 있으며, 이 와필라멘트는 중심면에 대하여 바깥쪽으로 기울어져 있다. 기울어진 각도(inclination angle)는 $\theta = \tan^{-1}(\Delta y / \Delta x)$ 로 정의되고, Fig. 6 에서 $|y/D| = 0 \sim 0.5$ 사이의 각도와 $|y/D| = 0.5 \sim 1$ 사이의 각도를 $|y/D| = 0.5$ 에서의 와 중심 위치에 대하여 나타내

었다. 전체적으로 와필라멘트가 하류로 이동하면서 기울어진 각도가 증가하며, 중심면에 가까운 쪽의 각도가 더 크다. 이는 성재용과 유정열⁽⁸⁾의 Fig. 12 에 보여진 2 차 와도의 분포로부터도 유추될 수 있다. Wu 등⁽¹⁵⁾은 실린더 후류 2.6 ~ 5.4 D 영역에서 PIV 계측을 통하여 $|y/D| = 0 \sim 0.53$ 사이의 각도를 $47 \pm 9^\circ$ 로 예측하였으며, 본 연구 결과와 잘 일치한다. 또한 Hayakawa 와 Hussain⁽²³⁾은 $x = 20 D$ 이상의 먼 후류에서 hot-wire 계측을 통하여 약 60° 의 각도로 기울어져 있다고 보고하였는데, 본 연구에서 측정된 영역이 근접후류이고 하류로 갈수록 각도가 증가하는 경향을 보이고 있는 점을 고려하면 본 연구의 결과가 타당성이 있다.

Fig. 5 에서 얻어진 2 차 와류의 중심 궤적을 미분하면 각각의 $z-x$ 평면에서 2 차 와류의 대류 속도를 구할 수 있으며, Fig. 7 에서 이들을 Kármán 와류의 대류 속도와 비교하였다. 2 차 와류의 대류 속도는 와류가 형성된 직후에는 y 방향 위치에 따

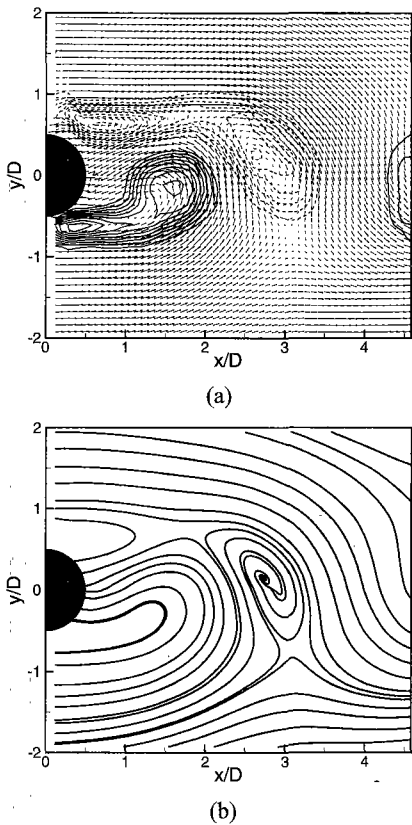


Fig. 8 Flow fields on the x-y plane at phase 0° viewed from moving frames of reference : (a) velocity and vorticity fields, (b) streamlines

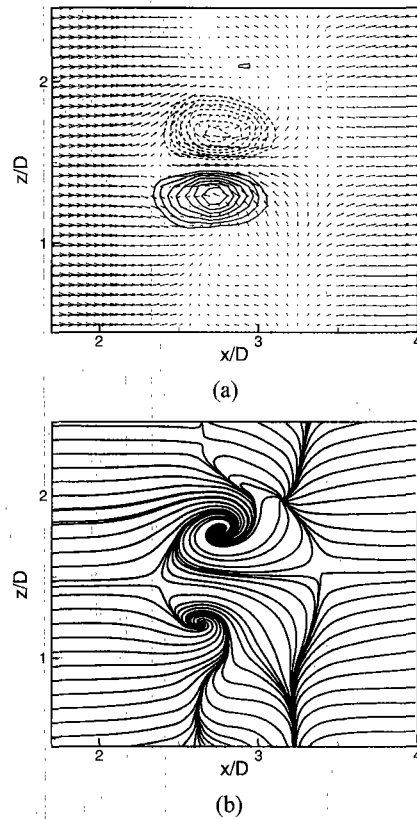


Fig. 9 Flow fields on the z-x plane at phase 0° viewed from moving frames of reference : (a) velocity and vorticity fields, (b) streamlines

라 매우 다르며 중심면에 가까울수록 속도가 크다. 그러나 하류로 진행할수록 y 방향 위치와 무관하게 일정한 값으로 근접해간다. 즉, 2차 와류 발생 초기에 와필라멘트의 중심면에 가까운 부분은 바깥쪽 부분에 비해 상대적으로 빨리 이동하며 하류로 진행하면서 점차 일정한 형태를 유지한다. Kármán 와류의 대류속도와 비교하면 상류에서는 대체로 2차 와류의 속도가 빠르며 하류로 갈수록 Kármán 와류의 속도에 접근한다.

4.2 위상학적 구조

실린더 후류의 3차원 와 구조의 위상학적 특성을 엄밀하게 계측하기 위하여는 3차원 공간 및 시간에 대한 3차원 속도성분을 모두 알아야만 한다. 그러나 현재의 PIV 계측 기술은 이러한 모든 정보를 획득하기에는 한계가 있다. 향후, 고속의 데이터 획득이 가능한 3차원 Holographic PIV 또는 많은 입자를 주입하더라도 높은 백터 회복률

(recovery ratio)을 가진 3차원 PTV 기법이 등장하면 가능할 것으로 생각된다. 따라서 본 연구에서는 3차원 와 구조의 해석을 두 가지 단면상에 나타난 위상학적 구조의 관점에서 접근하였다. 이를 위하여는 와를 따라 움직이는 이동좌표계에서의 유동장을 고찰하여야 하며, 앞에서 구한 Kármán 와류와 2차 와류의 대류 속도를 와의 이동 속도로 사용하였다.

Fig. 8, 9에서는 위상이 0° 일 때 이동좌표계에서 본 x-y 평면과 z-x 평면에서의 속도장과 와도장 및 유선의 형태를 보여주고 있다. 여기서 Fig. 8(a)와 Fig. 9(a)에 나타난 와도의 분포는 좌표계의 이동에 의존하지 않는다. 실린더 근접후류에서 와류의 대류속도는 앞에서 지정한 바와 같이 와의 위치에 따른 함수이므로 - 와의 위치는 시간에 따라 변하므로 대류속도는 시간에 대한 함수로도 볼 수 있다 - 임의의 시간 t 에서 이동좌표계에서 본 속

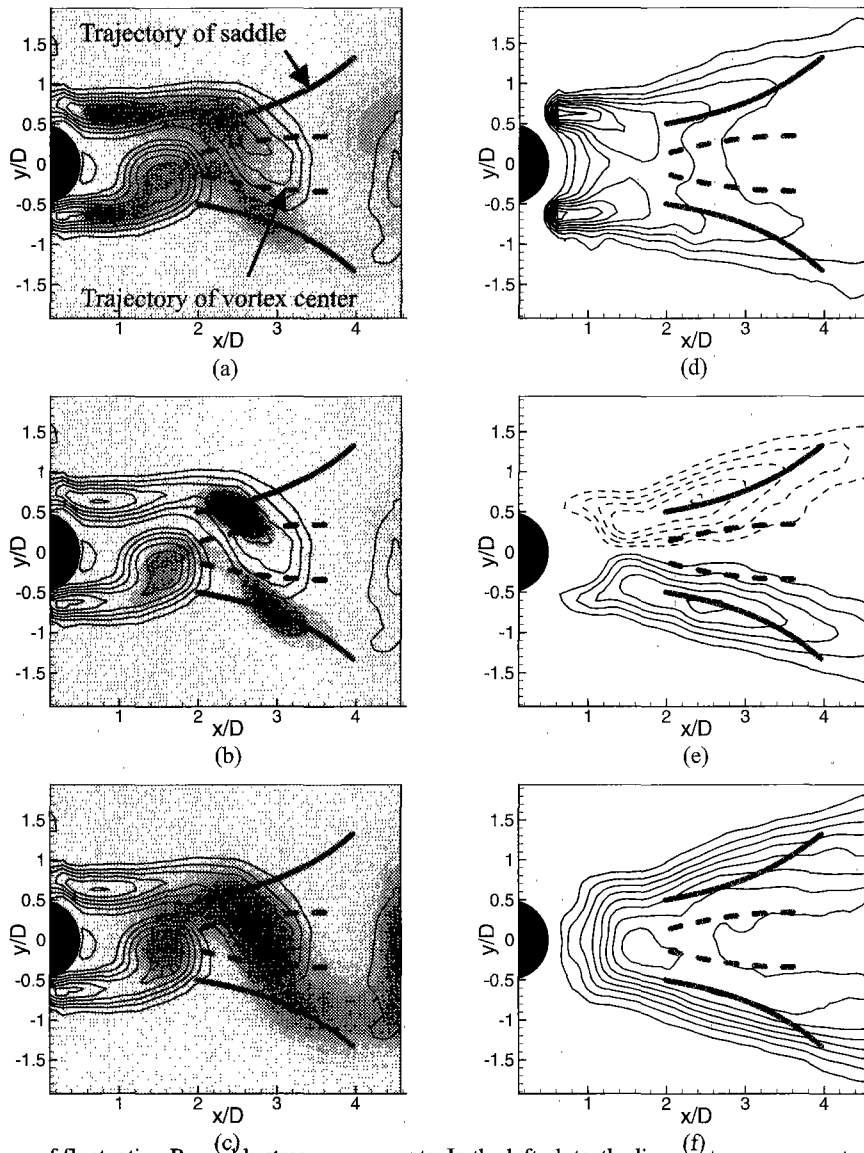


Fig. 10 Contours of fluctuating Reynolds stress components: In the left plots, the line contours represent vorticity fields and the shaded contours represent (a) $\langle u'u' \rangle$, (b) $\langle u'v' \rangle$, (c) $\langle v'v' \rangle$, which are ensemble-averaged quantities at the constant phase 0° . In the right plots, the line contours represent (d) $\langle u'u' \rangle$, (e) $\langle u'v' \rangle$, (f) $\langle v'v' \rangle$, which are time-averaged quantities

도장은 x-y 평면에서 다음과 같이 결정된다.

$$\begin{aligned} u_c(x, y, t) &= \langle u(x, y, t) \rangle - U_{cx}(t) \\ v_c(x, y, t) &= \langle v(x, y, t) \rangle - U_{cy}(t) \end{aligned} \quad (5)$$

Fig. 8(b)와 같이 x-y 평면에서의 유선의 형태를 살펴보면 고정좌표계에서는 그 존재를 파악하기 어려웠던 초점, 안장점과 같은 임계점들을 볼 수 있다. 또한, Fig. 9(b)의 z-x 평면에서는 초점과 안장

점 외에도 노드와 분기선(bifurcation line)도 함께 존재하는 매우 복잡한 유동 형태를 보인다. 본 연구에서는 이러한 노드와 분기선에 대한 체계적인 논의는 제외하였다. 그럼에도 불구하고 z-x 평면에 나타난 유선의 전체적인 형상은 이전 연구⁽¹⁾에서 가시화를 통하여 밝혀진 버섯 구조(mushroom-type structure)를 잘 표현하고 있다.

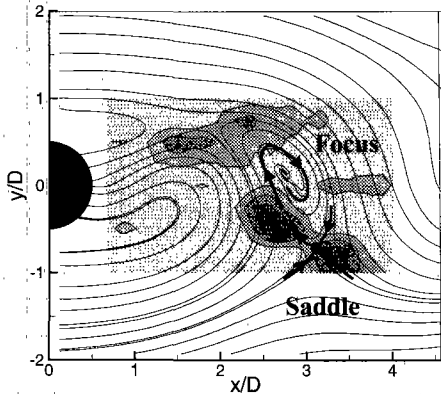


Fig. 11 Streamlines and vorticity contours of the secondary vortex (ω) at phase 0° viewed from a moving frame of reference

4.3 섭동 레이놀즈 응력 특성

2차 와류의 존재로 인한 실린더 후류의 3차원 유동은 Kármán 와류의 주기 평균 신호에 대하여 스파이크 형태의 섭동 속도 신호로 나타나므로⁽²⁴⁾ 이 신호를 통하여 2차 와류의 특성을 파악할 수 있다. Fig. 10(a)-(c)에서는 위상이 0° 인 경우에 대하여 식 (1)의 섭동 속도항으로부터 얻어진 섭동 레이놀즈 응력(fluctuating Reynolds stress) 성분들의 분포를 ω 의 분포와 함께 나타내었으며, 와 중심 및 안장점의 궤적과도 비교하였다. 안장점의 위치는 이동좌표계에서의 속도장으로부터 3장에서 설명한 임계점 이론을 적용하여 모든 시간에 대하여 정량적으로 구하였다. 여기서 $\langle u'u' \rangle$ 는 재순환 영역 내에서는 와 중심 근처에서 큰 값을 가지나 그 이후 영역에서는 안장점에서 큰 값을 가진다. $\langle u'v' \rangle$ 는 중심면에 대하여 위쪽은 음수이고 아래쪽은 양수이며, 대체로 안장점 근처에서 절대값이 최대가 된다. 한편, $\langle v'v' \rangle$ 는 와 중심에서 극소 값을 가지면서 와 중심을 연결하는 곡선을 따라 집중적으로 분포되어 있다. 이러한 사실은 Fig. 10(d)-(e)에서 나타난 섭동 레이놀즈 응력들의 시간 평균양의 분포를 통해서도 확인될 수 있다. $\langle u'u' \rangle$ 는 와류가 형성되는 재순환 영역내에서 최대가 되고 그 이후에는 점점 감소하나 임의의 x 위치에서 보면 안장점의 궤적 상에서 상대적으로 큰 값을 가진다. 또한 $\langle u'v' \rangle$ 의 절대값은 안장점의 궤적을 따라 집중적으로 분포되어 있다. 이와 반대로 $\langle v'v' \rangle$ 는 중심면에서 최대값을 보이고 있어 와 중심의 궤적과 밀접한 관련이 있는 것으로 생

각된다.

이상의 섭동 레이놀즈 응력의 분포 특성은 2차 와류의 공간적 배치와 연관이 있다. Fig. 11는 위상이 0° 인 경우에 이동좌표계에서 본 유선의 형상 및 2차 와류(ω)의 공간적 분포를 함께 보여주고 있는데, 여기서 안장점은 두개의 유선이 교차하는 지점으로 안장점에서 밖으로 향하는 유선은 2차 와류의 와필라멘트를 따라 놓여 있으며 이는 와의 연신(vortex stretching) 현상과 관련이 있다. 와의 연신은 주위의 유체를 안장점으로 끌어들이면서 또하나의 유선으로 나타나는데, 이 유선에 의해 $\langle u'v' \rangle$ 가 안장점 근처에서 큰 값을 가진다. 반면, 와 중심은 초점으로 존재하기 때문에 회전 유동으로 인하여 $\langle u'u' \rangle$ 와 $\langle v'v' \rangle$ 의 값이 크다. 그러나 $\langle u'u' \rangle$ 의 경우 와 중심에서보다 안장점에서 상대적으로 큰 값을 가진다.

5. 결론

후류 천이 영역에서 실린더 근접후류의 3차원 유동에 대한 위상학적 특성을 고찰하였다. 유동장은 2차원 고속 PIV를 이용하여 여러 개의 단면에서 측정되었으며, 위상 평균 유동장으로부터 Kármán 와류와 2차 와류에 대한 와 중심의 궤적과 대류 속도를 구하고 이 속도로 움직이는 이동좌표계에서 관찰한 유동장의 특성을 논의하였다.

대류 속도를 얻기 위한 와 중심의 추출 기법은 매우 중요하며 본 연구에서는 와도 도심으로 정의하는 것이 합리적임을 확인하였다. 또한 동심원 형태의 단순 구조로 되어 있는 2차 와류의 경우에는 와도의 극값, 도심 또는 길이 방향으로 평균된 와도의 최대값으로 정의된 와 중심이 모두 일치하였다. 여러 개의 수평 평면에서 측정된 2차 와류의 중심을 연결하면 와필라멘트의 형상을 얻을 수 있으며, 이 와필라멘트가 중심면에 대하여 기울어진 각도가 기존 연구 결과와 잘 일치하였다.

Taylor 가설이 성립하지 않고 와류의 형태가 변하는 근접후류에서는 와류의 대류 속도를 그 궤적을 미분하여 얻는 것이 타당하며, 와 중심에서의 속도와의 차이가 있다. Kármán 와류의 주유동방향 대류속도는 하류로 갈수록 증가하여 일정한 값으로 수렴해 가며, 수직방향의 대류속도는 처음에는 증가하다가 다시 감소한다. 와필라멘트를 형성하고 있는 2차 와류는 발생 초기에 중심면에 가까운 부분은 속도가 빠르고 바깥 부분은 속도가 느리다. 그러나 하류로 진행하면서 각 부분의 대류속도는 일정한 값으로 근접해 간다.

대류속도를 고려한 이동좌표계의 유동장에서 다양한 임계점들이 존재함을 보였고, 특히 2차 와류에 대하여는 버섯 구조가 나타남을 확인하였다. 임계점 이론을 적용하여 안장점의 궤적을 정량적으로 추출하였으며, 와 중심과 안장점의 궤적을 섭동 레이놀즈 응력들의 분포와 비교하였다. 그 결과, 안장점은 2차 와류의 와필라멘트 상에 존재하면서 와의 연신운동으로 인하여 $\langle u'u' \rangle$ 및 $\langle u'v' \rangle$ 의 값이 크며, $\langle v'v' \rangle$ 는 와 중심의 궤적과 밀접한 관련이 있다.

후 기

본 연구는 BK21 서울대학교 기계분야 연구인력 양성사업단의 지원으로 이루어졌으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Williamson, C. H. K., 1996, "Three-Dimensional Wake Transition," *J. Fluid Mech.*, Vol. 328, pp. 345 ~ 407.
- (2) Gerrard, J. H., 1978, "The Wakes of Cylindrical Bluff Bodies at Low Reynolds Number," *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A*, Vol. 288, pp. 351 ~ 382.
- (3) Wei, T. and Smith, C. R., 1986, "Secondary vortices in the Wake of Circular Cylinders," *J. Fluid Mech.*, Vol. 169, pp. 513 ~ 533.
- (4) Hussain, A. K. M. F., 1986, "Coherent Structures and Turbulence," *J. Fluid Mech.*, Vol. 173, pp. 303 ~ 356.
- (5) Mansy, H., Yang, P. M. and Williams, D. R., 1994, "Quantitative Measurements of Three-Dimensional Structures in the Wake of a Circular Cylinder," *J. Fluid Mech.*, Vol. 270, pp. 277 ~ 296.
- (6) Lin, J.-C., Vorobieff, P. and Rockwell, D., 1996, "Space-Time Imaging of a Turbulent Near-Wake by High-Image-Density Particle Image Cinematography," *Phys. Fluids*, Vol. 8, No. 2, pp. 555 ~ 564.
- (7) Brede, M., Eckelmann, H. and Rockwell, D., 1996, "On Secondary Vortices in the Cylinder Wake," *Phys. Fluids*, Vol. 8, No. 8, pp. 2117 ~ 2124.
- (8) 성재용, 유정열, 2000, "Cinematic PIV 데이터의 3차원 위상평균 기법을 이용한 실린더 후류의 2차 와류 측정," *대한기계학회논문집 B*, 제 24권, 제 11호, pp. 1540 ~ 1548.
- (9) Perry, A. E. and Chong, M. S., 1987, "A Description of Eddy Motions and Flow Patterns Using Critical-Point Concepts," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 19, pp. 125 ~ 155.
- (10) 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.
- (11) Hussain, A. K. M. F. and Hayakawa, M., 1987, "Eduction of Large-Scale Organized Structures in a Turbulent Plane Wake," *J. Fluid Mech.*, Vol. 180, pp. 193 ~ 229.
- (12) Zhou, Y. and Antonia, R. A., 1994, "Critical Points in a Turbulent Near Wake," *J. Fluid Mech.*, Vol. 275, pp. 59 ~ 81.
- (13) 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.
- (14) Perry, A. E. and Steiner, T. R., 1987, "Large-Scale Vortex Structures in Turbulent Wakes Behind Bluff Bodies. Part 1. Vortex Formation Processes," *J. Fluid Mech.*, Vol. 174, pp. 233 ~ 270.
- (15) Wu, J., Sheridan, J., Welsh, M. C. and Hourigan, K., 1996, "Three-dimensional Vortex Structures in a Cylinder Wake," *J. Fluid Mech.*, Vol. 312, pp. 201 ~ 222.
- (16) Perry, A. E., Lim, T. T. and Chong, M. S., 1980, "The Instantaneous Velocity Fields of Coherent Structures in Coflowing Jets and Wakes," *J. Fluid Mech.*, Vol. 101, pp. 243 ~ 256.
- (17) Perry, A. E. and Tan, D. K. M., 1984, "Simple Three-Dimensional Vortex Motions in Coflowing Jets and Wakes," *J. Fluid Mech.*, Vol. 141, pp. 197 ~ 231.
- (18) Zhou, Y. and Antonia, R. A., 1992, "Convection Velocity Measurements in a Cylinder Wake," *Exp. Fluids*, Vol. 13, pp. 63 ~ 70.
- (19) Hussain, A. K. M. F. and Reynolds, W. C., 1970, "The Mechanics of an Organized Wave in Turbulent Shear Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 41, pp. 241 ~ 258.
- (20) Roshko, A., 1954, "On the Development of Turbulent Wakes from Vortex Streets," *NACA Rep.* 1191.
- (21) Fey, U., K nig, M. and Eckelmann, H., 1998, "A New Strouhal-Reynolds-Number Relationship for the Circular Cylinder in the Range $47 < Re < 2 \times 10^5$," *Phys. Fluids*, Vol. 10, No. 7, pp. 1547 ~ 1549.
- (22) Williamson, C. H. K., 1996, "Vortex Dynamics in the Cylinder Wake," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 28, pp. 477 ~ 539.
- (23) Hayakawa, M. and Hussain, F., 1989, "Three-Dimensionality of Organized Structures in a Plane Turbulent Wake," *J. Fluid Mech.*, Vol. 206, pp. 375 ~ 404.
- (24) Wu, J., Sheridan, J. and Welsh, M. C., 1996, "Velocity Perturbations Induced by the Longitudinal Vortices in a Cylinder Wake," *J. Fluids Engrg.*, Vol. 118, pp. 531 ~ 536.