

< 논문 >

## A-mode 불안정성 영역에서 교란유동장에 놓인 원형실린더 후류의 천이지연과 유동공진의 발생

김수현\* · 배중헌\* · 유정열†

(2007년 4월 24일 접수, 2007년 7월 18일 심사완료)

### Suppression of Wake Transition and Occurrence of Lock-on Downstream of a Circular Cylinder in a Perturbed Flow in the A-mode Instability Regime

Soo Hyeon Kim, Joong Hun Bae and Jung Yul Yoo

**Key Words :** Direct Numerical Simulation(직접수치해석), Natural Shedding(자연채딩), A-mode Instability Regime(A-mode 불안정성 영역), Lock-on(유동공진), Suppression of Wake Transition(후류 천이지연)

#### Abstract

Direct numerical simulation (DNS) is performed to investigate suppressed wake transition and occurrence of lock-on in the wake of a circular cylinder disturbed by sinusoidal perturbation at the Reynolds number of 220 (A-mode instability regime). The sinusoidal perturbation, of which the frequency is near twice the natural shedding frequency, is superimposed on the free stream velocity. It is shown that the wake transition behind the circular cylinder can be suppressed due to the perturbation of the free stream velocity. This change causes a jump in the Strouhal number from the value corresponding to A-mode instability regime to the value corresponding to retarded wake transition regime (extrapolated from laminar shedding regime) in the Strouhal-Reynolds number relationship. As a result, vortex shedding frequency is locked on the perturbation frequency depending not on the natural shedding frequency but on the modified shedding frequency.

기호설명

$D$  : 실린더 직경  
 $U_\infty$  : 자유흐름속도  
 $Re$  : 레이놀즈수  
 $u_{inflow}$  : 입구에서 주유동방향 속도성분  
 $\omega_i$  :  $i$ -방향 와도성분  
 $f_n$  : 자연채딩 주파수

$f_p$  : 가진 주파수  
 $f_s$  : 채딩 주파수

#### 1. 서론

균일한 유동장 내에 놓여있는 원형실린더 후류(wake)에서는 레이놀즈수  $Re \approx 47$  이상에서 Kármán 와류의 채딩(shedding) 현상이 발생한다. 이 임계  $Re$  로부터  $Re \leq 180$  의 영역까지 실린더 후류의 유동은 2 차원적인 유동구조를 보인다.  $Re > 180$  이 되면 실린더 후류에서는 천이(wake transition)현상이 발생하고 이에 의해 실린더 후류의 유동은 3

† 책임저자, 회원, 서울대학교 기계항공공학부, 서울대학교 정밀기계설계공동연구소

E-mail : jyyoo@snu.ac.kr

TEL : (02)880-7112 FAX : (02)883-0179

\* 서울대학교 대학원 기계항공공학부

차원적인 구조로 바뀌게 된다.<sup>(1)</sup> 원형실린더 후류의 유동구조가 3 차원적으로 바뀌는 후류천이영역은  $Re$  가 약 180 ~ 230 의 범위에서 파장이 실린더 직경의 약 3 ~ 4 배에 해당하는 2 차와류(secondary vortex)가 나타나는 A-mode 영역과  $Re > 230$  에서 2 차와류의 파장이 실린더 직경에 해당하는 B-mode 영역으로 나뉜다.<sup>(1)</sup> 레이놀즈수( $Re$ )와 스트로울수( $St$ )의 관계에서도 두 유동의 차이를 찾아볼 수 있는데,  $Re$  가 증가하면서  $St$  는 층류세딩에 해당하는 영역에서 A-mode 에 해당하는 영역으로 불연속적인 감소를 겪는다. 한편, B-mode 에 속하는  $Re > 230$  의 경우  $St$  는 A-mode 에 해당하는 영역과는 구분된, 그 값이 증가된 영역에 존재한다.<sup>(2)</sup> 이러한 후류의 천이현상은 교란을 이용하여 지연될 수 있는데, Zhang 등<sup>(3)</sup>은 control wire technique 을 사용하여 실린더 후류의 천이현상을  $Re = 230$  까지 지연시킬 수 있다는 사실을 밝혔다. 천이가 지연되면  $St$  는 A-mode 영역에 해당하는 값에서 천이가 지연된 영역에 해당하는 값으로 불연속적인 증가를 갖는다는 것을 Fey 등<sup>(4)</sup>은 밝혔다.

한편, 균일한 유동장 안에 놓여있는 실린더를 회전진동, 병진진동 시키거나, 또는 유동장 자체를 주기적으로 진동시키면 실린더 후류에서 Kármán 와류의 세딩 주파수( $f_s$ )가 진동 주파수( $f_p$ )와 동기화되는 유동공진 현상이 발생할 수 있다.<sup>(5)</sup> 실린더를 회전진동 혹은 병진진동 시키는 경우,  $f_p$  에 자연세딩 주파수( $f_n$ ) 근처의 값을 부여하면 유동공진이 잘 발생하는 반면, 유동장 자체를 진동시키는 경우,  $f_n$  의 2 배 근처의 값을 부여하여야 유동공진이 잘 발생한다는 사실이 알려져 있다.<sup>(5-11)</sup> 또한, 유동공진은 가진 주파수뿐만 아니라 가진 진폭에 따라서도 발생 여부가 결정되는데, 이를 발생시키기 위한 가진 주파수와 가진 진폭의 상관관계는 기존의 연구들을 통하여 알려져 있다.<sup>(7-11)</sup> 이러한 유동공진이 발생하게 되면 실린더에 작용하는 평균항력의 증가 및 순간항력, 양력의 진폭이 증가하여 이는 구조물의 진동이나 소음, 파손을 일으키는 원인이 될 수 있다. 따라서 유동공진은 공학적인 응용측면에서 중요성이 있으므로 이에 대한 많은 연구가 진행되어 왔다.<sup>(6-11)</sup>

교란에 의해서 실린더 후류의 천이가 지연될 수 있으며, 이는 유동공진의 발생에 영향을 줄 수 있음에도 불구하고, A-mode 영역에서 가진된 유동장 안에 놓인 원형 실린더 후류의 천이지연 현상과 유동공진의 발생과의 관계를 살펴본 연구는 현재까지 수행되지 않고 있다. 따라서 본 연구에서는 A-mode 에 해당하는  $Re = 220$  에서 직접수치모사기법을 사용하여 진동하는 유동장

내에 놓인 원형실린더 후류유동의 천이지연 현상을 검토하고 이러한 변화가 유동공진의 발생에 미치는 영향에 대해 고찰한다.

## 2. 지배방정식과 수치기법

본 연구에서는 Jin 등<sup>(12)</sup>과 Park 등<sup>(13)</sup>에 의해 개발된 압축성 Navier-Stokes 방정식에 대한 직접수치모사(DNS) 코드를 이용하였으며, 무차원화된 지배방정식을 Cartesian tensorial 표기법으로 나타내면 다음과 같다:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_i u_k + p \delta_{ik} - \tau_{ik}) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} [u_k (E_T + p) - \tau_{ik} u_i + q_k] = 0, \tag{3}$$

$$E_T = \rho e + \frac{1}{2} \rho u_k u_k. \tag{4}$$

응력텐서( $\tau_{ik}$ )와 열유속( $q_k$ )은 다음과 같이 정의되며

$$\tau_{ik} = \frac{\mu}{Re_\infty} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \delta_{ik} \right), \tag{5}$$

$$q_k = - \frac{\mu}{(\gamma - 1) M_\infty^2 Re_\infty Pr} \frac{\partial T}{\partial x_k}, \tag{6}$$

상태방정식은

$$p = (\gamma - 1)(E_T - \frac{1}{2} \rho u_k u_k) \tag{7}$$

와 같이 주어진다. 단, 위 식에서  $\rho, u_i, p, e, E_T, \mu, T$  는 각각 밀도,  $i$ -방향 속도성분, 압력, 단위질량당 내부에너지, 전내부에너지, 점성계수 및 온도를 의미하며, 다음과 같이 무차원화 되었다:

$$x_i = x_i^*/D, t = t^* U_\infty / D, \rho = \rho^* / \rho_\infty, u_i = u_i^* / U_\infty, p = p^* / \rho_\infty U_\infty^2, e = e^* / U_\infty^2, \mu = \mu^* / \mu_\infty, T = T^* / T_\infty \tag{8}$$

여기서 상첨자 \*는 차원변수, 하첨자  $\infty$ 는 자유흐름에서의 값을 의미한다. 또한,  $Re_\infty = \rho_\infty U_\infty D / \mu_\infty$ ,

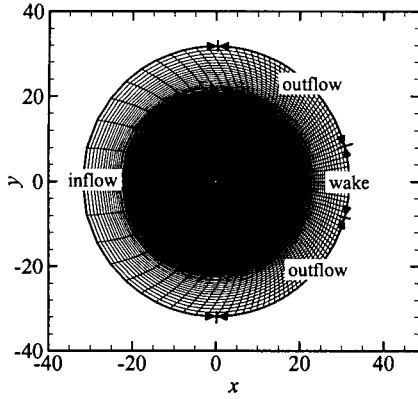


Fig. 1 Grid system [97 (azimuthal) × 134 (radial)]

$M_\infty = U_\infty / \sqrt{\gamma RT_\infty}$  은 자유유동의 마하수, 및  $Pr = \mu C_p / k$  은 프란틀수로, 본 연구에서는  $Re_\infty = 220$ ,  $M_\infty = 0.2$  그리고  $Pr = 0.7$  로 택하였다. 또한,  $\gamma$ ,  $R$ ,  $C_p$  및  $k$  는 각각 비열비, 기체상수, 정압 비열 및 열전도율을 의미한다.

앞의 지배방정식은 실린더 주위의 유동을 해석하기 위하여 일반좌표계로 변환되었고, 지배방정식의 미분항들은 공간에 대해 4 차 정확도를 가지는 콤팩트 차분기법과, 시간에 대해 내재적인 2 차 정확도의 Crank-Nicolson 기법을 사용하여 근사되었다. 파수중첩오차(aliasing error)의 최소화를 위해 비선형항은 엇대칭형(skew-symmetric form)으로 구성되었다.<sup>(13)</sup> 또한 내재적 시간전진기법의 선형화 오차를 제거하기 위해 매 시간간격마다 Newton 비선형 반복해법이 적용되었다. 채택된 수치기법은 중심차분으로 인해 수치소산을 전혀 가지고 있지 않으므로, 경계조건, 비선형성, 격자의 비균일성 및 비엇갈림 격자계로 인한 2- $\Delta$  모드와 같은 불안정성이 쉽게 증폭된다. 이러한 불안정성을 제거하기 위해 8 차 정확도의 콤팩트필터를 매 시간간격마다 적용하였다. 보다 자세한 내용은 Park 등<sup>(13)</sup> 을 참고하기 바란다.

본 연구에서는 Fig. 1 에 보이는 것과 같이 반경 방향과 실린더 후면으로 밀집된 O-Type 격자를 사용하였다. 실린더 직경( $D$ )을 기준으로  $x$ - $y$  평면 상에서  $64D$ , 스펜방향으로  $3.5\pi D$  의 영역에 대하여 계산을 수행하였는데, 97 (azimuthal) × 134 (radial) × 65 (spanwise)의 격자 수를 사용하였다. 경계조건으로는 스펜방향과 원주방향으로는 주기경계조건을 주었고, 실린더 표면에서는 점착조건과 단열조건을 주었다. Fig. 1 과 같이 반경방향의 바깥쪽 경계는 원주방향의 위치에 따라 입구, 출구 및 후류영역으로 나뉜다. 후류 영역은 Neumann

Table 1 Conditions of the sinusoidal perturbation

	$f_p$	$A$
case 1	$0.153 \times 2$	0.0386
case 2	$0.168 \times 2$	0.0414
case 3	$0.184 \times 2$	0.0457
case 4	$0.198 \times 2$	0.0488
case 5	$0.213 \times 2$	0.0524

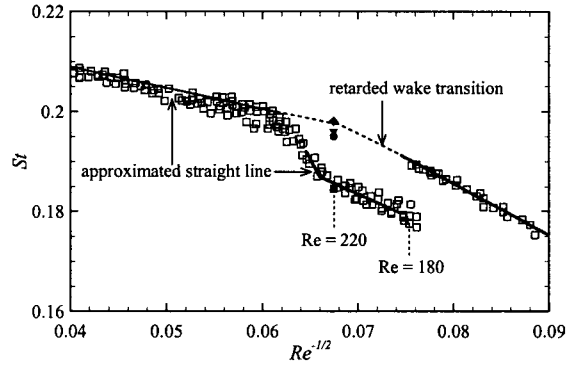


Fig. 2 Strouhal-Reynolds-number relationship:  $\square$ , experimental data<sup>(4)</sup>;  $\cdots$ , retarded wake transition regime<sup>(4)</sup>;  $\text{---}$ , approximated straight line<sup>(4)</sup>;  $\blacksquare$ , natural shedding state;  $\blacktriangledown$ , case 2;  $\bullet$ , case 3;  $\blacklozenge$ , case 4

조건을 주었으며 입구와 출구영역은 Riemann 불변수를 이용하는 통상적인 압축성 유동의 경계조건을 주었다.

가진에 의한 유동장의 변화를 살펴보기 위한 자유흐름속도로 무차원화된 입구유동의 조건은 다음과 같다.

$$u_{\text{inflow}}(t) = 1 + A \sin(2\pi f_p t) \quad (9)$$

여기서  $A$  는 가진 진폭을 의미하고  $f_p$  는  $U_\infty/D$  로 무차원화 된 가진 주파수를 의미한다. Table 1 에는 본 연구에서 고찰한 5 가지 경우에 대한  $f_p$  와  $A$  의 값들을 정리하였다.  $f_p$  의 값들은 A-mode 불안정성 영역에서의  $f_n = 0.184$  의 2 배를 기준으로 서로 비슷한 간격을 갖도록 조절하였다. 가진 진폭의 경우 실린더를 유동장 방향을 따라 병진진동시킨 Griffin & Ramberg<sup>(8)</sup>의 결과와 직접적인 비교를 위해 표준화된 진폭  $A/\pi f_p$  을 정의하였다.<sup>(5)</sup> 가진 주파수가 유동공진의 발생에 미치는 영향을 살펴보기 위해 5 가지 경우 모두 동일한 표준화된 진폭  $A/\pi f_p = 0.04$  를 주었는데, 이 값은  $Re = 360$

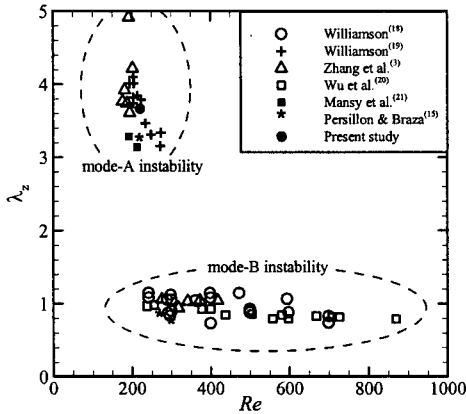


Fig. 3 Spanwise wavelengths corresponding to the two types of 3-D instabilities

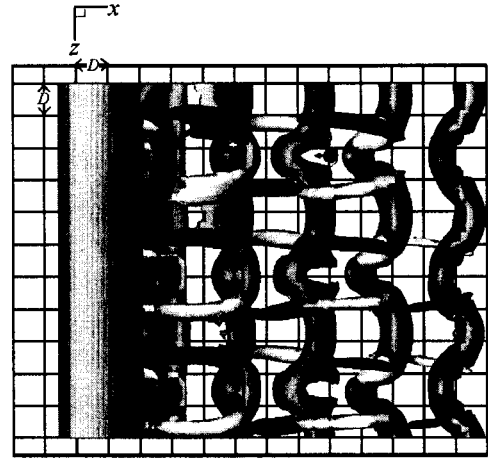


Fig. 4 Iso-surfaces of the instantaneous streamwise and spanwise vorticities: white,  $\omega_x = +0.5$ ; black,  $\omega_x = -0.5$ ; gray,  $\omega_z = \pm 0.5$

Table 2 Characteristic mean properties of the wake flow behind a circular cylinder at  $Re = 220$

	$St$	$-\overline{C_{pb}}$	$\overline{C_D}$	$(C_L)_{rms}$
DNS (present study)	0.184	0.89	1.27	0.40
EXP. (Williamson <sup>(2)</sup> and Williamson & Roshko <sup>(15)</sup> )	0.183 <sup>(2)</sup>	0.87 <sup>(15)</sup>	-	-
DNS (Persillon & Braza <sup>(16)</sup> )	0.184	0.96	1.31	-
DNS (Posdziech & Grundmann <sup>(17)</sup> )	0.186	0.91	1.25	0.39

$\overline{C_D}$  and  $(C_L)_{rms}$ : mean drag coefficient and root-mean-square lift coefficient

에서 유동공진을 발생시킨 Kim 등<sup>(14)</sup>의 표준화된 진폭과 동일한 값이다.

### 3. 결과 및 토의

#### 3.1 DNS의 검증

본 연구에 사용된 수치기법을 검증하기 위하여 자연shedding 상태의 결과를 이전 연구의 결과들과 비교하였다. Fig. 2는 Fey 등<sup>(4)</sup>의  $Re$ 에 따른  $St$ 의 변화에 대한 실험 결과와 본 연구에서 측정된  $St$ 를 비교한 것이다. 양력계수( $C_L$ )의 정점들의 간격을 평균하여 shedding 주기를 구하고 이로부터 구한  $St$ 는 0.184로서, Fig. 2에서 보이는 것처럼 Fey 등<sup>(4)</sup>의 결과와 잘 일치함을 볼 수 있다. Table 2는  $Re = 220$ 에서의 특성값들을 기존의 수치해석 및 실험 결과와 비교한 것이다. 보이는 바와 같이 전체적인 특성값들이 기존의 결과와 비교적 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다. 특히, 실린더 후면에서의 평

균 흡입압력계수( $-\overline{C_{pb}}$ )값은 실험을 통해 측정된 Williamson & Roshko<sup>(15)</sup>의 결과인 0.87보다는 크지만 수치계산을 통해 측정된 Persillon & Braza<sup>(16)</sup>의 결과인 0.96과 Posdziech & Grundmann<sup>(17)</sup>의 결과인 0.91보다는 작은 값을 갖는 0.89로서 기존의 연구들과 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

Fig. 3에는 A-mode의 중요한 특징 중 하나인  $D$ 로 무차원화 된 2차와류의 파장( $\lambda_z$ )을 이전의 연구결과들<sup>(3,15,18-21)</sup>과 비교하였다. 그림을 보면 알 수 있듯이  $Re$ 가 증가함에 따라  $\lambda_z$ 가 약 3~4에 해당하는 A-mode 불안정성 영역과 약 1에 해당하는 B-mode 불안정성 영역으로 구분되는 것을 확인할 수 있다. 본 연구에서 측정된  $\lambda_z$ 는 3.6으로 A-mode 불안정성 영역에 해당하는 이전의 연구결과들과 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다. Fig. 4에는 실린더 후류의 와구조를 살펴보기 위하여 충분히 수렴된 자연shedding 상태의 등와도면을 나타내었는데, 하류에서 주유동방향 와도( $\omega_x$ )의 부호가

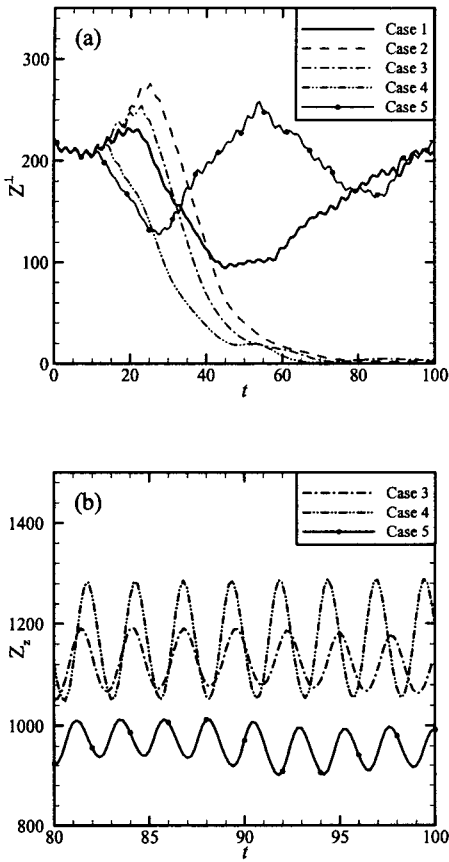
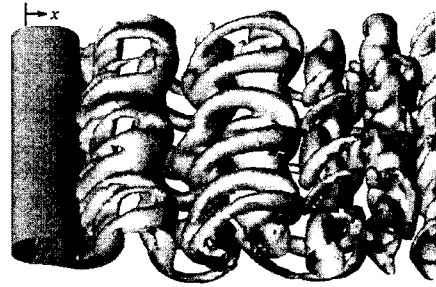


Fig. 5 Time history of the (a) orthogonal enstrophy and (b) spanwise enstrophy

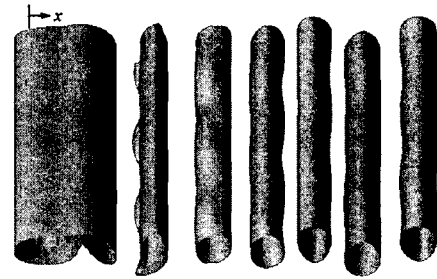
유동방향을 따라 바뀌는 것을 확인할 수 있다. Williamson<sup>(19)</sup>은 A-mode의 경우 2차와류가 Kármán 와열의 wavy한 변형으로 인해 발생되고, 이로 인해 실린더 하류에서 유동방향을 따라  $\omega_x$ 의 부호가 바뀐다고 설명하였다. 본 연구의 결과는 이러한 A-mode의 특징을 잘 표현하고 있음을 알 수 있다. 위에서 살펴본 바와 같이 현재의 자연채딩 상태의 계산 결과는 이전의 결과와 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다.

### 3.2 가진에 의한 후류의 천이지연

입구유동에 중첩된 정현파 형태의 가진은 조건에 따라 실린더 후류유동의 구조를 2차원적인 구조로 변화시킨다. 이러한 유동구조의 변화를 정량적으로 파악하기 위해 directional enstrophies<sup>(22)</sup>를 도입하였다.



(a) Case 1



(b) Case 2

Fig. 6 Iso-surfaces of the instantaneous vortical structure ( $|\omega| = 0.5$ ) for cases 1 and 2 at  $t = 60$

$$Z^\perp = \int_{\Omega} (\omega_x^2 + \omega_y^2) dV : \text{orthogonal enstrophy} \quad (10)$$

$$Z_z = \int_{\Omega} \omega_z^2 dV : \text{spanwise enstrophy} \quad (11)$$

여기서  $\Omega$ 는 전체 계산영역을 나타낸다. 각각의 case에 대한  $Z^\perp$ 와  $Z_z$ 의 시간에 따른 변화를 Fig. 5에 표시하였다. Fig. 5(a)에서 확인할 수 있듯이 case 2, case 3 그리고 case 4의 경우 가진 후 시간이 경과함에 따라  $Z^\perp$ 값들이 확연히 줄어든 후 결국 사라지는 것을 볼 수 있다. 이는 실린더 후류의 2차와류의 성분이 감소하여 사라짐을 의미한다. 이와 반대로 case 1과 case 5의 경우에는  $Z^\perp$ 값이 사라지지 않는 것을 확인할 수 있다. 한편 Fig. 5(b)는 시간에 따른  $Z_z$ 의 변화를 표시한 것인데, case 1과 case 5의 결과가 비슷하고, case 2와 case 3의 결과가 비슷하기 때문에 case 3, case 4와 case 5의  $Z_z$ 값만 표시하였다. 결과를 살펴보면, case 3와 case 4의 경우  $Z_z$ 의 평균값이 case 5의 값보다 증가하였음을 확인할 수 있다. 이는 case 3과 case 4의 Kármán 와류의 강도가 case 5의 경우보다 강하다는 것을 의미한다. 여기서 Fig. 5(a)에 보이는 것과 같이 case 1과 case 5에 대한  $Z^\perp$ 값이 완전히

수렴하지 않았기 때문에 Fig. 5(b)에서 case 5의  $Z_z$  값 역시 완전히 수렴되었다고 말할 수는 없지만, 시간이 흐른 뒤에도  $Z_z$ 의 경향성은 유지될 것으로 보인다. 유동구조의 변화를 자세히 살펴보기 위하

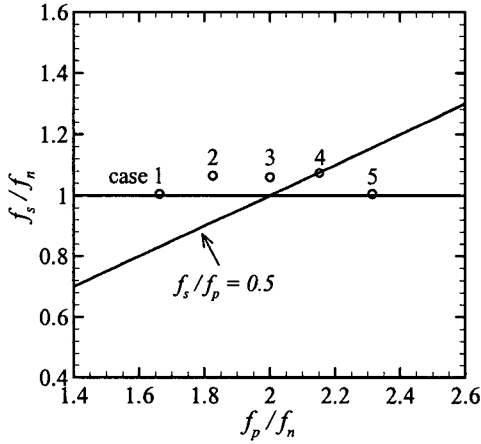


Fig. 7 Variation of perturbation frequency with vortex shedding frequency for each case. When lock-on occurs, perturbation frequency is related to shedding frequency by  $f_s/f_p = 0.5$

여 가진 후  $t = 60$ 에서 case 1과 case 2에 대한 와 구조를 Fig. 6에 나타내었다. Fig. 6(a)에 보이는 것과 같이 case 1의 유동구조를 살펴보면 실린더 후류에 활발한 2차와류가 존재하는 것을 확인할 수 있다. 하지만 Fig. 6(b)의 case 2의 후류를 살펴보면, Kármán 와류의 스펙트럼 방향 변형이 거의 없고 2차와류 또한 존재하지 않는 층류세딩에 해당하는 유동구조임을 확인할 수 있다. 이는 실린더 후류의 유동구조가 천이되기 이전의 층류세딩 상태로 바뀌었음을 의미한다. 즉 실린더 후류의 천이가 지연되었다고 말할 수 있다. 본 연구의 결과를 통해서 Zhang 등<sup>(3)</sup>의 control wire technique과 비슷하게  $f_n$ 의 2배 근처에 해당하는 주기적인 가진에 의해서도 역시 실린더 후류의 천이를 지연시킬 수 있음을 알 수 있다.

여기서 가진에 의한 천이지연의 원인을 고찰해보면 다음과 같다. 천이가 지연된 case 2, case 3 및 case 4의  $f_p$  값이 천이가 지연되지 않은 case 1과 case 5의  $f_p$  값보다  $f_n$ 의 2배에 더 가까운 값들임을 확인할 수 있다. 이러한 case 2, case 3 그리고 case 4의 가진은  $f_n$ 의 2배에 해당하는 주파수를 가지고 원형실린더 상부와 하부에서 교대로 세딩되는 Kármán 와류의 강도를 증가시키고 이는 A-mode에서 2차와류 발생의 원인이 되는 Kármán

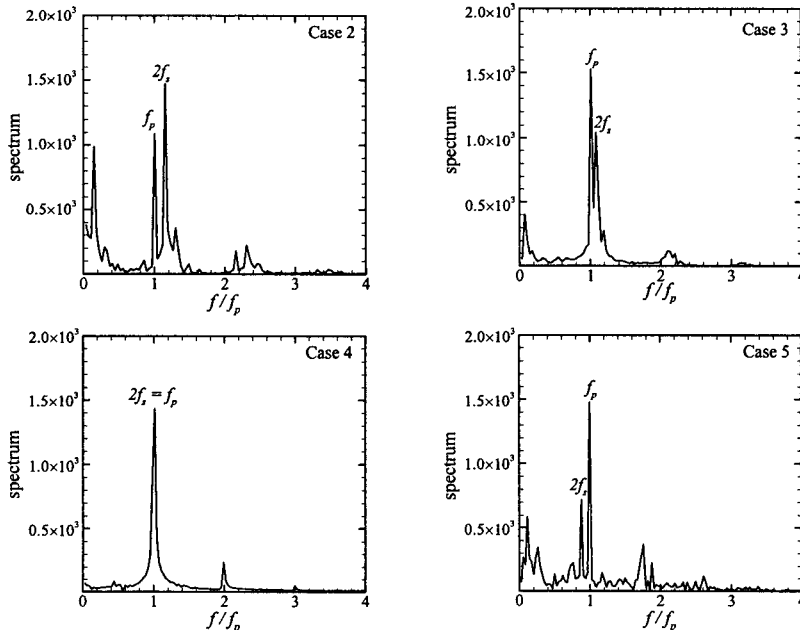


Fig. 8 Spectral analysis corresponding to u for each case, measured at  $x = 5$  downstream of the cylinder along the center line

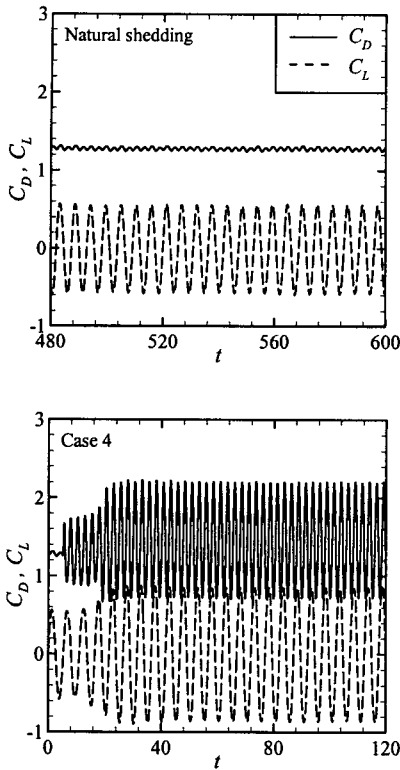


Fig. 9 Time history of the drag and lift coefficients for the natural shedding state and lock-on state

와열의 실린더 축 방향으로 wavy 한 변형<sup>(10)</sup>을 사라지게 하는 결과를 초래하여 후류의 천이를 지연시키는 것으로 보여진다.

3.3 유동공진의 발생

유동공진의 발생 여부를 알아보기 위하여 각각의 case 에 대하여  $f_p$  에 따른  $f_s$  의 관계를 Fig. 7 에 표시하였다. Armstrong 등<sup>(7)</sup>은 본 연구와 같이 유동장 자체를 주기적으로 가진 하는 경우, 유동공진이 발생하면  $f_s/f_p = 0.5$  의 관계를 갖는다고 하였다. 본 연구의 경우 Fig. 7 에서 확인 할 수 있듯이 case 4 의 경우만  $f_s/f_p = 0.5$  의 관계를 가지고 있음을 알 수 있다. 즉 case 4 의 경우만 유동공진이 발생하고 다른 가진 조건에서는 유동공진이 발생하지 않았음을 확인할 수 있다.

이를 좀더 자세히 살펴보기 위하여 후류 중심선 ( $y = 0$ )을 따라 후방으로  $5D$  만큼 떨어진 지점에서 측정된 주유동방향 속도성분의 FFT(fast Fourier transform) 결과를 Fig. 8 에 나타내었다. 여기서  $f_s$

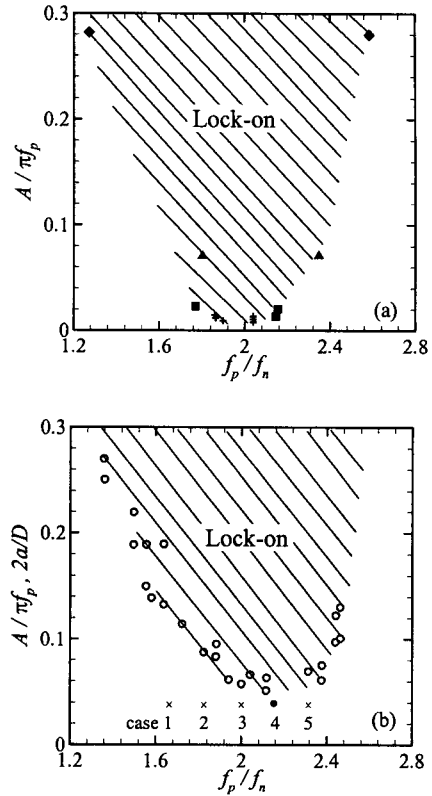


Fig. 10 Limits of the lock-on regime as a function of amplitude and frequency. (a) High Reynolds number regime: +, Armstrong et al.,<sup>(9)</sup>  $Re = 21500$ ; ■, Konstantinidis et al.,<sup>(11)</sup>  $Re = 2150$ ; ▲, Barbi et al.,<sup>(10)</sup>  $Re = 3000$ ; ◆, Tanida et al.,<sup>(6)</sup>  $Re = 4000$ . (b) A-mode instability regime: ○, Griffin & Ramberg,<sup>(8)</sup>  $Re = 190$ ; ●, present study with lock-on; ×, present study without lock-on

와  $f_p$  의 동기화를 쉽게 확인하기 위하여 FFT 결과로 나온 주파수를  $f_p$  로 표준화하였다. case 2, case 3 및 case 5 의 경우  $f/f_p$  가 1 인 지점 근처에 또 다른 피크치가 존재하는 것을 확인할 수 있다. 속도 성분이 측정된  $y = 0$  인 지점에서 지배적으로 나타나는 주파수 값은  $f_s$  의 2 배에 해당하는 주파수 값을 갖기 때문에, 또 다른 피크치는 바로  $f_s$  의 2 배에 해당하는 값을 가리킨다. 이미 언급한 것처럼 유동공진의 발생으로 인해 case 4 의 경우에만  $f_p$  와  $f_s$  가 동기화되어 피크치가 하나로 나타남과 동시에  $f_p$  의 정수 배에 해당하는 지점에서  $f_p$  의 superharmonic 값들이 뚜렷하게 나타나는 것을 확

Table 3 Characteristic mean properties

	$C'_D$	$C'_L$	$\overline{C_D}$	$-\overline{C_{pb}}$
natural shedding	0.03	0.56	1.28	0.89
lock-on (case 4)	0.77	0.86	1.43	1.09

$C'_D$ : amplitude of drag coefficient

인할 수 있다.

Fig. 9 에 자연shedding 상태와 유동공진이 발생한 case 4 의 경우에 대한  $C_D$ 와  $C_L$ 의 시간에 대한 변화를 나타내었다. 여기서 case 4 의 경우  $t = 0$ 에서 가진이 중첩되었다. 유동공진의 발생으로 인하여  $C_D$ 와  $C_L$ 의 진폭이 모두 증가하였음을 확인할 수 있는데, 특히,  $C_D$ 의 진폭이 급격히 증가하였음을 확인할 수 있다. 이러한 특성값들의 변화를 Table 3 에 정리하였다. 앞서 언급한 것과 같이  $C_L$ 의 진폭이 약 1.5 배 증가하는데 비해  $C_D$ 의 진폭은 대략 25 배 정도 증가하였음을 볼 수 있다. 또한 유동공진의 발생으로 인하여  $\overline{C_D}$  값은 약 12% 증가하였고,  $-\overline{C_{pb}}$ 의 크기는 약 22% 증가 하였음을 알 수 있다.

### 3.4 유동공진 영역

앞에서 각 가진 조건에 대한 유동공진의 발생 여부를 고찰하였는데, 주목할만한 점은 잘 알려진 바와 다르게  $f_p$ 가  $f_n$ 의 2 배에 해당하는 case 3 의 경우에는 유동공진이 발생하지 않은 반면  $f_p$ 가 0.198 의 2 배에 해당하는 case 4 의 경우에만 유동공진이 발생하였다는 점이다. 이러한 원인은 앞서 언급한 천이의 지연과 연관시켜 설명할 수 있을 것이다. Fig. 2 의 Fey 등<sup>(4)</sup>의 결과를 통해서 알 수 있듯이 천이가 지연되면  $St$ 는 자연shedding 상태에 해당하는 값이 아닌 층류shedding 영역의 연장선 상에 있는 지연된 천이영역에 해당하는 값을 갖는다. 본 연구에서도 천이의 지연에 의해  $St$ 가 변하였음을 확인할 수 있는데, 천이가 지연된 case 2 의 경우의  $St$ 는 0.196 이고, case 3 의 경우의  $St$ 는 0.195 로 이를 Fig. 2 에 표시하면 Fey 등<sup>(4)</sup>의 지연된 천이영역 근처의 값을 확인할 수 있다. 한편, 유동공진이 발생한 case 4 의 경우의  $f_p$ 는 0.198 의 2 배로 이는 Fey 등<sup>(4)</sup>의 지연된 천이영역에 해당하는  $St$  값의 2 배에 해당한다. 즉,  $f_p$ 가 실질적인 shedding 주파수의 2 배에 해당한다고 할 수 있고, 이러한 이유 때문에 case 4 의 경우만 유동공진이 발생하였다고 말할 수 있을 것이다.

A-mode 에 속하는  $Re = 220$  에서 유동공진을 발생시키는 가진 주파수가 잘 알려진 바와 다르다는

것을 확인 하였는데, 이를 좀더 자세히 살펴보기 위하여  $Re$  에 따른 유동공진 영역을 비교해 보았다. Fig. 10(a)에서와 같이 비교적 높은  $Re$  의 Konstantinidis 등<sup>(11)</sup>의 유동공진 영역을 고찰하면, 유동공진 영역의 정점이  $f_p/f_n$ 가 2 인 점을 기준으로 형성되어 있음을 확인할 수 있다. 한편, Fig. 10(b)는  $Re = 190$  에 대한 Griffin & Ramberg<sup>(8)</sup>의 유동공진 영역에 본 연구의 각 조건들을 표시한 것이다. Griffin & Ramberg<sup>(8)</sup>는 실린더를 주유동방향으로 진동시켜 연구를 수행하였는데 이는 본 연구와 같이 주유동방향에 주기적인 교란을 중첩한 연구와 동일한 가진 조건이다. Fig. 10(b)의 Griffin & Ramberg<sup>(8)</sup>의 결과를 고찰하면 전체적인 유동공진 영역이 주파수비가 2 인 점을 기준으로 오른쪽으로 이동된 것처럼 보이는 것을 확인할 수 있는데, Griffin & Ramberg<sup>(8)</sup>는 이러한 이유에 대한 설명을 하지는 않았다. 그 이유를  $Re$ 가 약간 다르긴 하지만 본 연구의 결과와 관련시켜 고찰하면 천이의 지연으로 인해 변화된  $f_s$ 의 2 배에 해당하는 값으로 가진한 case 4 에 해당되는 점을 기준으로 유동공진 영역이 형성되고 있음을 확인할 수 있다. 따라서, Griffin & Ramberg<sup>(8)</sup>의 경우도 본 연구의 결과와 비슷하게 가진으로 인하여 후류의 천이가 지연되었고, 이로 인해 자연shedding 주파수가 아닌 변화된 shedding 주파수를 기준으로 유동공진이 발생하였을 것으로 생각할 수 있다. 높은  $Re$  영역에서는 주파수비가 2 인 점을 기준으로 유동공진영역이 형성되는 것과 비교 하였을 때 이러한 결과는 상당히 흥미 있는 결과라 할 수 있겠다.

## 4. 결론

A-mode 영역에 해당하는  $Re = 220$  에서 주기적으로 진동하는 상류조건으로 인한 후류의 천이지연과 유동공진의 발생 사이의 관계를 알아보기 위하여 직접수치해석을 수행하였다. 자연shedding 주파수의 2 배 근처에 해당하는 특정한 주파수 영역의 가진은 원형실린더 후류의 천이를 지연시켜 3 차원적인 후류의 유동구조를 2 차원류가 사라진 층류shedding 상태로 변화시키는 것을 확인하였다. 이러한 유동구조의 변화는  $St$ 의 변화를 야기하고 이로 인해서 유동공진은 자연shedding 주파수가 아닌 천이의 지연에 상응하는 층류shedding 주파수(수정된 주파수)에 의존하여 유동공진이 일어난다는 것을 포함으로써 천이지연과 유동공진의 발생과의 관계를 규명하였다.



## 후 기

본 연구는 한국과학기술정보연구원의 ‘제 7 차 슈퍼컴퓨팅 응용연구 전략지원 프로그램’과 한국과학재단의 마이크로열시스템연구센터의 지원을 받아 수행되었으므로 이에 감사드립니다.

## 참고문헌

- (1) Williamson, C. H. K., 1996, “Vortex Dynamics in the Cylinder Wake,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 28, pp. 477~539.
- (2) Williamson, C. H. K., 1988, “The Existence of Two Stages in the Transition to Three-Dimensionality of a Cylinder Wake,” *Phys. Fluids*, Vol. 31, No. 11, pp. 3165~3168.
- (3) Zhang, H.-Q., Fey, U., Noack, B. R., König, M. and Eckelmann, H., 1995, “On the Transition of the Cylinder Wake,” *Phys. Fluids*, Vol. 7, No. 4, pp. 779~794.
- (4) Fey, U., König, 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.
- (5) Griffin, O. M. and Hall, M. S., 1991, “Review – Vortex Shedding Lock-on and Flow Control in Bluff Body Wakes,” *ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 113, pp. 526~537.
- (6) Tanida, Y., Okajima, A. and Watanabe, Y., 1973, “Stability of a Circular Cylinder Oscillating in Uniform Flow or in a Wake,” *J. Fluid Mech.* Vol. 61, pp. 769~784.
- (7) 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.
- (8) Griffin, O. M. and Ramberg, S. E., 1976, “Vortex Shedding from a Cylinder Vibrating in Line with an Incident Uniform Flow” *J. Fluid Mech.*, Vol. 75, pp. 257~271.
- (9) 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.
- (10) 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.
- (11) Konstantinidis, E., Balabani, S. and Yianneskis, M., 2003, “The Effect of Flow Perturbations on the Near Wake Characteristics of a Circular Cylinder,” *J. Fluids Struct.*, Vol. 18, pp. 367~386.
- (12) Jin, B. J., Park, N. and Yoo, J. Y., 2001, “Large Eddy Simulation of Boundary Layer Transition on the Axial Turbine Blade by Rotor Induced Wake,” *Proceedings of 2001 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, FEDSM2001-18195.
- (13) Park, N., Yoo, J. Y. and Choi, H., 2004, “Discretization Errors in Large Eddy Simulation: on the Suitability of Centered and Upwind-Biased Compact Difference Schemes,” *J. Comput. Phys.*, Vol. 198, pp. 580~616.
- (14) Kim, W., Sung, J. and Yoo, J. Y., 2003, “Change of Vortex Dynamics in the Cylinder Wake by the Lock-on to Oscillatory Incident Flow,” *Trans. KSME (B)*, Vol. 27, No. 11, pp. 1645~1654.
- (15) Williamson, C. H. K. and Roshko, A., 1990, “Measurements of Base Pressure in the Wake of a Cylinder at Low Reynolds Numbers,” *Z. Flugwiss. Weltraumforsch.*, Vol. 14, pp. 38~46.
- (16) Persillon, H. and Braza, M., 1998, “Physical Analysis of the Transition to Turbulence in the Wake of a Circular Cylinder by Three-Dimensional Navier-Stokes Simulation,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 365, pp. 23~88.
- (17) Posdziech, O. and Grundmann, R., 2001, “Numerical Simulation of the Flow Around an Infinitely Long Circular Cylinder in the Transition Regime,” *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, Vol. 15, pp. 121~141.
- (18) Williamson, C. H. K., 1987, “Three-Dimensional Transition in the Near Wake of a Cylinder,” *Bull. Am. Phys. Soc.* 32, 2098.
- (19) Williamson, C. H. K., 1996, “Three-Dimensional Wake Transition,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 328, pp. 345~407.
- (20) Wu, J., Sheridan, J., Soria, J. and Welsh, M. C., 1994, “An Experimental Investigation of Streamwise Vortices in the Wake of a Bluff Body,” *J. Fluids Struct.* Vol. 8, pp. 621~625.
- (21) Mansy, H., Yang, P. 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.
- (22) Poncet, P., 2002, “Vanishing of Mode B in the Wake behind a Rotationally Oscillating Circular Cylinder,” *Phys. Fluids*, Vol. 14, No. 6, pp. 2021~2024.