
핀이 나선형으로 부착된 원주의 후류에 관한 실험적 연구

남 청 도* · 민 경 용**

Experimental Study on the Wake behind a Circular
Cylinder with Helical Fin

C. D. Nam* · K. Y. Min**

Abstract

The characteristics of two dimensional turbulent wake flow past a circular cylinder with helical fin was investigated by using X type hot wire anemometer for the experiment. As a result it is cleared that Karman vortex sheds from the cylinder with helical fin as the same as a circular cylinder or a rectangular cylinder. Turbulent characteristics such as the distribution of the mean velocity, turbulent kinetic energy, autocorrelation coefficient and its spectrum of them are suggested. It is also found that the width of the wake flow become larger as the pitch of the fin increased, and the frequency of vortex shedding is on the decrease.

Key Words : Circular Cylinder, Wake, Hot-Wire, Calibration, Turbulent Flow

기호 및 略語

- b : 후류 반폭치(反幅值)(half width)
C_d : 형상저항계수(drag coefficient)
C(τ) : 자기상관함수(autocorrelation function)

* 한국해양대학교 기관시스템공학부

** 한국해양대학교 해사대학

D	: 원주의 직경(mm)
E(F),E(k)	: 파워스펙트럼 밀도함수(power spectral density function)
f	: 주파수(Hz)
f _s	: 와류유출(渦流流出)주파수(vortex shedding frequency)
H	: 흐름방향에 수직인 원주의 길이(mm)
L, L _v	: 적분길이척도(integral length scale)
P(u),P(V)	: 확률밀도함수(probability density function)
Re	: 레이놀즈수(Reynolds number)
R(τ)	: 자기상관계수(autocorrelation coefficient)
t	: 시간(sec)
T	: 주기(period)
Te	: 적분시간척도(integral time scale)
U _o	: 균일류의 속도(m/s)
U	: x방향의 평균속도
U _c	: 후류중심선상에서 x방향의 무차원 속도
ΔU	: x방향의 평균속도 결손
u,v,w	: x,y,z 방향의 속도변동성분
$\sqrt{u^2}, \sqrt{v^2}, \sqrt{w^2}$: U,V,W의 r,m,s 값
V	: y방향의 평균속도(m/s)
x,y,z	: 직교 좌표계
τ	: 지연시간(sec)
τ _o	: R(τ)의 값이 최초로 0이 되는 시간
—	: 시간평균

1. 서 론

원주나 사각 주와 같이 앞모양이 몽푃한 물체(Bluff body)의 후류 유동현상은 유체역학에서 가장 고전적인 문제로서 주기적인 와류유출에 의하여 거시적인 응집구조를 갖는다는 사실이 밝혀진 이후 2차원 원주 후류의 유동은 지금까지 많은 사람들에 의해 연구되어 왔다. 그런데 몽푃한 물체의 박리유동과 후류구조는 기초연구 뿐만 아니라 기술적인 응용의 관점에서도 중요한 과제라 할 수 있다.

특히, 직교 유동 장애 놓인 장애물(bluff body) 주위의 유동현상에 관한 연구는 다단 터어보기

계, 높은 굴뚝, 교각, 고층빌딩 및 해양구조물 등의 공학적인 응용과 관련하여 오랫동안 관심의 대상이 되어 왔다. 유체가 다수의 원관으로 구성된 관군(tube banks)에 직교하게 통과하는 경우의 원관 후류유동과 열전달현상의 이해는 열교환기의 설계 및 응용에 매우 중요하다. 즉, 열교환기는 보일러, 콘덴서, 공기조화기 등에 있어서 압축기와 함께 그 성능을 좌우하는 주요한 부품이며, 가장 광범위하게 사용되고 있는 하나의 형태로서 핀-튜브형(fin-tube type)이 있다.

핀-튜브형 열교환기는 내구성, 낮은 압력손실, 구조적 간단성 등의 이점 때문에 다수의 원관으로 구성된 관군과 이것에 수직으로 삽입된

평판핀(plate fin)이 일정간격으로 평행하게 배열되어 핀 군을 형성하는 형태로 되어있다. 이 때, 공기는 관군 및 핀군 사이를 유동하면서, 상변화하는 관내 측의 유체와 열 교환을 하게 된다.

이와 같이 후류유동은 에너지 문제와 구조의 형상에 관계되는 공학적인 문제로서 특히 토목공학이나 풍력공학의 분야에서 매우 중요하다. 한편 자연계의 흐름이나 공학적인 장치나 기기 내부의 흐름은 대부분 난류이고 난류 전단류의 상류측 유동특성의 변화는 하류측 유동특성에 많은 영향을 주게 된다. 가령 예를 든다면 열 교환기의 관군, 복수의 구조물 등에서 상류측 물체의 난류 후류는 하류측 물체에 속도변동, 압력의 변동, 박리 전단층의 변화 등 여러 가지로 영향을 주게 되며, 현대의 건축물들이 점점 대형화되고 높아짐에 따라 구조물에 작용하는 공기역학적인 힘의 평가가 구조강도상 필요할 뿐만 아니라 주기적으로 유출되는 와류출(Vortex shedding)과 같은 현상은 다리나 탑과 같은 구조물의 진동에 관련되기 때문에 와의 생성 및 소멸과 같은 메카니즘을 이해하는 것은 실용적인 문제에서도 중요한 의미를 갖는다. 또한 후류의 소음 문제와 오염물질의 확산범위와 관련되어 공학적인 문제뿐만 아니라 환경문제로서도 연구과제가 되고 있다.

따라서 이러한 영향들을 평가하기 위하여 난류 후류의 구조를 명확히 규명할 필요가 있으며, 지금까지 이에 대한 많은 연구가 진행되어 왔다(1~6).

물체직후의 후류의 상태는 일반적으로 그 물체의 형상에 따라서 지배되어 복잡하고 정상류속에 물체가 있어도 주기성이 있는 변동흐름이 되는 수가 있다. 또 물체에서 충분히 떨어진 먼 후방에서의 후류는 물체의 형상과는 관계가 없게 되고, 후류내의 압력은 주류의 압력에 지배

되어 경계층방정식에 입각해서 이론적으로 다룰 수 있게 된다.

일반적으로 충분히 발달한 후류의 특성은 최대결손속도, 반치폭, 가상원점의 위치, 결손운동량 등으로 표시되고, 후류의 결손속도분포는 상사가 되고 후류에서의 최대결손속도와 반치폭의 주류방향의 변화의 방법은 후류에 따라서 다르며, 하류로 나아감에 따라서 후류는 주류와 혼합하고, 속도분포는 평탄해지고 와도도 감소한다.

이 과정에서 물체 하류의 흐름은 혼합에 의한 에너지 손실, 즉 혼합손실(mixing loss)을 수반하는데, 임의 단면상의 결손운동량은 일정하고 물체에 작용하는 항력과 같다.

일반적으로 물체표면상에서 발달한 경계층이 난류경계층이 되어 물체에서 떠나는 경우에는 흐름의 미소외란에 대한 불안정성에서 주기성 후류 등의 복잡한 천이과정을 거쳐 난류가 되어 유속분포에 상사성이 있는 충분히 발달한 자기보존흐름이 된다. 외경 d 인 원주후류의 경우에는 레이놀즈수가 $Re=800$ 일 때 원주 하류의 약 $90d$ 이상에서 시간평균 속도분포가 상사가 된다는 것이 실험적으로 알려져 있다.

물체 크기의 수10배 이상 하류에서 충분히 발달한 후류의 특성은 거의 물체형상의 영향을 받지 않고 주위의 흐름에 따라서 지배되는데, 물체 바로 뒤의 흐름은 물체형상에 따라서 특성이 다르고 또 레이놀즈수에 의한 경계층 박리양식의 변화에 따라서도 갈만와 방출 스트로할 수와 물체의 항력계수가 변화한다고 보고되어 있다(7).

또 원주나 각주 등과 같은 2차원의 실린더모양의 물체에서는 경계층의 박리에 의해 물체의 양쪽에서 회전방향이 다른 와도를 지닌 자유전단층이 방출된다. 원주와 수직평판 등과 같이 흐

를 방향으로 대칭인 물체의 배후에서는 방출된 자유전단층이 대칭적으로 말아 올려져 회전방향이 다른 1쌍의 쌍둥이 와(twin vortices)가 형성된다.

레이놀즈수가 적은 경우에는 일정 유속 하에서 자유전단층으로부터 쌍둥이와로 공급되는 와도의 양과 쌍둥이 와 중에서 흐트러져 없어지는 와도의 양이 균형을 이루는 것과 같은 크기의 쌍둥이 와가 성장해서 물체배후에서 안정한다.

레이놀즈 수가 커지면 단위시간정도에 공급되는 와도의 양이 증대하고 와도는 보다 많은 와도를 흩어지게 할 수 있도록 하류측으로 신장해서 와의 강도를 증대하는데, 결국에는 미소의란에 대한 자유전단층의 불안정성이 늘고 쌍둥이와의 대칭성이 무너져, 와는 제각기 차례를 물체 배후에서 벗어나 하류측으로 흐르기 시작한다.

이와 같이 해서 발생한 흐름의 비대칭에 의해 양쪽의 박리위치에서 유출하는 와도의 크기도 차이가 생기고 물체의 배후에 새로운 비대칭 와가 엇갈리게 말려 올라가 하류측으로 이탈해서 칼만 와열이 형성된다.

한편 유동에 기인한 물체의 진동을 억제하는 방법에는 구조적인 방법과 공기역학적 방법의 두 가지가 있다. 구조물의 강도를 크게 한다든가 혹은 감쇠장치를 이용하는 구조적인 방법과 와유출을 제어하는 공기역학적인 방법으로서 물체 주위에 후류조절장치를 부착하여 와형성 영역이나 합류점 등을 변화시키는 방법과 물체 표면에 부착물을 장착하여 박리선이나 표면유동의 방향을 변화시켜 와의 발생구조를 바꾸는 방법 등이 있다. 후류 조절장치를 사용한 예로는 Roshko(8)는 원주 뒤에 분리판을 설치하여 와를 억제하였고, Strykowski와 Sreenivasan(9)은 원주에 의해 생성된 전단층 내부에 작은 직

경의 원주를 위치시켜 와유출을 제어하였다.

원주 주위에 표면돌출물을 감아주는 방법으로는 Nebres와 Batil(10)은 네 개의 작은 와이어가 나선형으로 감긴 원주를 사용하여 양력변화와 와형성 영역을 측정하였다.

또 권기정 등(11)은 원주 표면에 가느다란 와이어를 나선형으로 감아서 만든 표면돌출물 부착원주의 근접후류를 조사하여 나선형 표면돌출물이 감긴 원주는 와형성영역의 길이가 일반 원주보다 길어지고 후류의 폭이 줄어들음을 밝히고 있다.

그런데 표면돌출물이나 핀이 부착된 원주 후류구조에 관해서는 명확하게 밝혀져 있지 않다.

따라서 본 연구에서는 나선형의 핀이 부착된 원주의 후류 유동특성을 실험적으로 해석하고자 한다.

2. 난류의 통계적 이론

난류유동은 시간과 공간의 함수이고, 어느 위치에서의 난류성분에 대한 고유값은 평균유동량으로 추정할 수 없으나 통계적이론(12)에 의해 계산할 수 있다. 따라서 난류변동성분으로부터 정량적인 정보를 얻기 위하여 확률밀도함수, 파워스펙트럼밀도함수, 자기상관계수 등을 구할 수 있다.

2.1 확률밀도함수

확률밀도함수(probability density function)는 신호가 어느 시간에 정해진 범위의 값을 취하는 정도를 의미한다. Fig.1에 나타낸 것과 같이 총 관찰시간 T 동안 $\tilde{U}(t)$ 가 \tilde{U} 와 $\tilde{U} + \Delta \tilde{U}$ 사이에 있는 t 구간의 합 $\sum_{i=1}^N \Delta t_i$ 의 전구간 T_i 에 대한 비, 즉 확률은

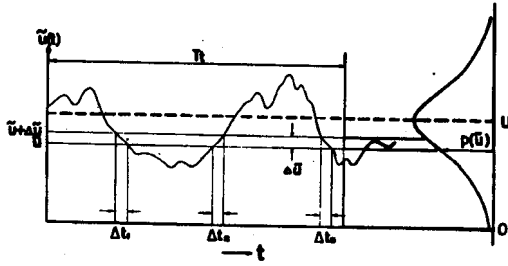


Fig. 1 Measurement of the probability density of a stationary function

$$\text{Prob} \left[\bar{U} < \bar{U}(t) < \bar{U} + \Delta \bar{U} \right] \quad (1)$$

이다.

확률밀도함수는 $P(\bar{U})$ 대신에 $P(U)$ 를 쓴다.

$$\begin{aligned} P(U) &= \lim_{\Delta \bar{U} \rightarrow 0} \frac{\text{Prob} \left[\bar{U} < \bar{U}(t) < \bar{U} + \Delta \bar{U} \right]}{\Delta \bar{U}} \\ &= \lim_{\Delta \bar{U} \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta \bar{U}} \lim_{T_i \rightarrow 0} \frac{\sum \Delta t_i}{T_i} \end{aligned} \quad (2)$$

2.2 자기상관계수(autocorrelation coefficient)

사건에 관한 불규칙변량을 $\bar{U}(t)$ 라고 할 때 τ 시간간격인 2개의 변동 곱의 평균치

$$C(\tau) = E \left[\bar{U}(t) \bar{U}(t+\tau) \right] \quad (3)$$

로 정의되는 통계적 함수를 자기상관함수(自己相關函數)라고 한다. 또 시간간격 τ 를 시간지연(lag)이라 한다. 즉, 자기상관(autocorrelation)은 어떤 시간 t 와 시간간격 τ 인 다른 시간 $t+\tau$ 사이의 난류신호의 일반적인 의존성을 표현하는 것으로서의 두 변동신호의 곱을 총 관찰시간 T_i 에 걸쳐 평균함으로써 얻어진다. 그런데 대부분의 경우 이것을 시간평균으로 바꾸어 놓을

수 있으며, 또 시간 t 에는 관계없이 τ 만의 함수이다.

$$\begin{aligned} C(\tau) &= U(t)U(t+\tau) \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} U(t)U(t+\tau) dt \end{aligned} \quad (4)$$

여기에 $C(\tau)$ 를 $\tau=0$ 일때와 $C(\tau)$ 를 나누어 무차원화한 것을 자기상관계수(autocorrelation coefficient) $R(\tau)$ 라고 한다.

그리고 자기상관계수 $R(\tau)$ 는 다음과 같다.

$$R_u(\tau) = \frac{C(\tau)}{C(0)} = \frac{U(t)U(t+\tau)}{U^2(t)} \quad (5)$$

$$R_v(\tau) = \frac{C(\tau)}{C(0)} = \frac{V(t)V(t+\tau)}{V^2(t)} \quad (6)$$

$R(\tau)$ 가 0이면 시간 $t+\tau$ 에서의 속도변동은 시간 t 에서의 속도변동과는 상관관계가 없음을 의미한다.

또한, 적분시간척도(integral time scale) T_e 는

$$T_e = \int_0^{\tau_0} R(\tau) d\tau$$

으로 정의되며 여기서 τ_0 는 $R(\tau)$ 의 값이 최초로 0이 되는 지연시간이다. 그리고 적분길이척도(integral length scale) L_e 는

$$L_e = UT_e$$

로 구할 수 있다.

2.3 파워스펙트럼밀도함수(power spectral density function)

난류유동장에서 어느 한 점에서의 불규칙한 속도변동 신호를 Fourier 변환하면 에너지 분포를 얻을 수 있으며 난류흐름중에서 집중화 주파수

들을 파악할 수 있다. 즉, 어떤 주파수의 eddy가 가장 큰 난류에너지를 가지고 있으며, 어떤 주파수 범위의 eddy에서 에너지 소멸이 가장 큰가를 알 수 있다. 이러한 점에서 자기상관함수 $C(\tau)$ 를 Fourier integral form으로 나타낼 수 있다.

지금 $U(t)$ 는 $-\frac{T_t}{2} < t < \frac{T_t}{2}$ 의 범위에서 불규칙한 변동량이고 그 이외의 영역에서는 0이라고 한다. 이때 $U(t)$ 는 복소 푸리에 성분 $X(\omega)$ 에 관해서

$$U(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega)e^{i\omega t} d\omega \quad (7)$$

이다. 또, 역으로

$$X_T(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{T_t}{2}}^{\frac{T_t}{2}} U(t)e^{-i\omega T} dt \quad (8)$$

로 쓸 수 있다. $C(\tau)$ 의 식(3)에 代入하면

$$\begin{aligned} C(\tau) &= U(t)U(t+\tau) \\ &= \text{Lim}_{T_t \rightarrow \infty} \frac{1}{T_t} \int_{-\frac{T_t}{2}}^{\frac{T_t}{2}} U(t)U(t+\tau) dt \end{aligned} \quad (9)$$

적분순서를 바꾸면

$$C(\tau) = \text{Lim}_{T_t \rightarrow \infty} \frac{1}{T_t} \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega)e^{i\omega \tau} \left[\int_{-\frac{T_t}{2}}^{\frac{T_t}{2}} U(t)e^{i\omega t} dt \right] d\omega \quad (10)$$

여기서 $U(t)$ 가 $(-\frac{T_t}{2}, \frac{T_t}{2})$ 이외의 구간에 0이므로, 위 식 우변의 $(-\frac{T_t}{2}, \frac{T_t}{2})$ 사이의 적분은 $(-\infty, \infty)$ 로 바꾸어 놓을 수 있다.

식(8)의 공액관계를 이용하면

$$C(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\text{Lim}_{T_t \rightarrow \infty} \frac{2X(\omega)X^*(\omega)}{T_t} \right) e^{i\omega \tau} d\omega \quad (11)$$

를 얻는다. 여기서 $\tau=0$ 이면 $C(0) = U^2$ 이므로

$$\overline{U^2} = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\text{Lim}_{T_t \rightarrow \infty} \frac{2X(\omega)X^*(\omega)}{T_t} \right) d\omega \quad (12)$$

파워스펙트럼 밀도함수는

$$E(\omega) = \text{Lim}_{T_t \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T_t} |X(\omega)|^2 \right) \quad (13)$$

으로 정의되므로

$$\overline{U^2} = \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) d\omega \quad (14)$$

따라서 식(12), (14)를 비교하면

$$\begin{aligned} E(\omega) &= \text{Lim}_{T_t \rightarrow \infty} \frac{2X(\omega)X^*(\omega)}{T_t} \\ &= \text{Lim}_{T_t \rightarrow \infty} \frac{2\pi |X(\omega)|^2}{T_t} \end{aligned} \quad (15)$$

식(11), (15)에 의해

$$C(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega)e^{i\omega \tau} d\omega \quad (16)$$

혹은 역으로

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} C(\tau)e^{-i\omega \tau} d\tau \quad (17)$$

으로 파워스펙트럼밀도함수로 표시된다.

波動數 스펙트럼(wave number spectrum) $E(k)$ 는 직접측정 할 수는 없지만 주파수 f 가 측정되면 Taylor의 frozen field hypothesis를 적용하고, $\omega=2\pi f$, $k=2\pi f/U$. 그리고 $E(k)=U/2\pi E(f)$ 의 관계식을 적용하면 파동수 스펙트럼밀도함수 $E(k)$ 를 구할 수 있다.

3. 실험장치 및 실험방법

3.1 풍동(Wind Tunnel)

본실험에서 사용한 풍동의 개략도는 Fig. 2와

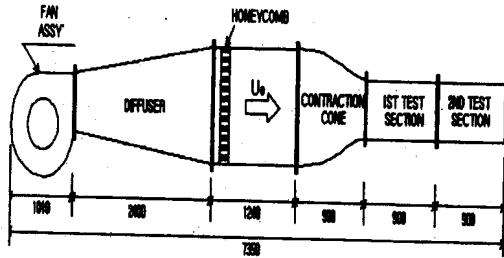


Fig. 2 Schematic diagram of the wind tunnel

같다. 풍동은 서원동력기계(주)의 개회로 노즐형 흡출식 아음속 풍동으로, 전체 길이는 7,350 mm 이다.

공기는 5.5 Kw 유도전동기로 구동되는 풍속 범위 0~30 m/s 의 축류 송풍기에 의해 확대관과 스크린부, 노즐형 축소부를 차례로 거쳐 실험 구간을 통해 외부로 빠져 나간다. 노즐축소부의 축소비(Contraction Ratio)는 9:1이다.

확대관과 노즐형 축소부 사이에는 한 개의 honeycomb과 4개의 스크린이 설치되어 실험구간의 난류강도가 1 % 미만인 균일한 유동을 유지한다. 실험구간의 재질은 투명한 아크릴판을 사용하였으며, 실험구간의 길이는 1800 mm 이고, 그 단면적은 300 mm x 300 mm 이다.

실험에 사용된 모델은 직경이 11.4 mm인 원주표면에 핀의 높이가 10 mm, 두께가 0.4 mm 인 띠 모양의 얇은 판이 나선형으로 감겨진 형상이다.

Fig. 3은 원주에 나선형의 핀이 부착된 개략적인 외형을 나타낸다.

나선형의 핀이 감긴 원주의 외경 D_f 는 31.4 mm이고, 실험에 사용한 핀 부착 원주는 핀의 피치가 5.08 과 8.47의 2 종류를 사용하였으며, 이것들은 1인치당 핀의 산수 n 으로 표시하면 각각 $n=5, 3$ 이다.

또 핀이 부착되지 않은 원주와의 비교를 위해서도 실험을 하였다.

Fig. 4는 측정부의 개요를 나타낸다. 실험에 사

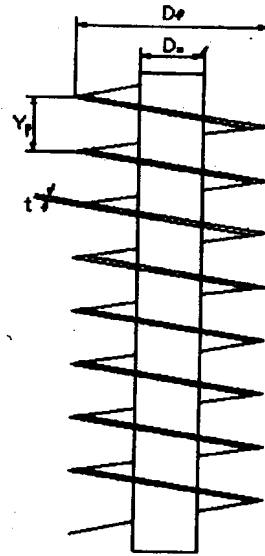


Fig. 3 Schematic Diagram of a circular cylinder with helical fin

용한 모델은 흐름에 수직인 z방향에 평행하도록 시험구간의 중앙에 설치하였다. 이 때 폐쇄비(Blockage Ratio)는 약 2.6 %이므로 폐쇄비가 5% 이내일 때는 폐쇄비에 따른 유동의 영향은 무시할 수 있다.

주류의 속도는 $U_0=6$ m/s 로 하였으며, 원주의 외경 D_f 일 때 레이놀즈수는 1.24×10^4 정도로 임계 레이놀즈수 이하이다.

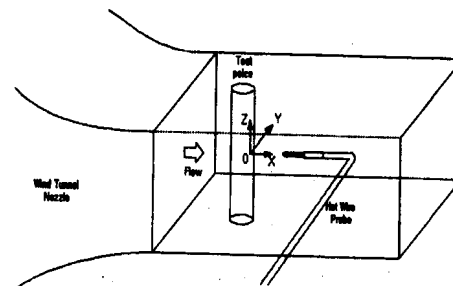


Fig. 4 Schematic diagram of the test section and model

3.2 실험방법

3.2.1 열선(hot-wire)의 교정(Calibration)

본 실험의 속도측정에는 8채널까지 동시측정이 가능한 TSI사의 정온형 열선풍속계(Constant Temperature Anemometer IFA300)를 사용하였다. 이 정온형 열선풍속계는 각각의 브릿지 전압을 체크하여 신호를 OP Amp로 Feed Back 시키는 SMARTUNE기법을 사용하여 탁월한 동적 특성을 지니고 있다. 또한 열선풍속계에서 나오는 출력신호를 5Khz의 Low Pass Filter를 거쳐 A/D 변환기를 통해 컴퓨터로 ON-LINE 처리가 가능하게 되어 있다.

속도계측에 사용한 프로브는 X형 프로브(Kanomax : model 0252R-TR)이고 열선의 교정(Calibration)에는 TSI 사의 교정기(Model-1125)를 사용하였다.

교정은 풍동에서 직접 하는 경우도 있으나 불균일한 유동으로 인한 오차를 줄이기 위해 교정기를 사용하는 경우가 많다. Fig. 5는 교정기(Calibrator:TSI 1125)의 구조와 교정을 하기 위한 시스템의 개략도이다. 그림에서 보는 바와 같이 교정기에는 압력조절기(Pressure regulator)와 4개의 필터가 부착되어 있어 안정된 유동을 얻을 수 있으며, 프로브 홀드(Probe holder)와 회전기(Rotator)가 붙어 있어 정확한 Yawing Test는 물론 프로브의 피치 각도(Pitch angle)를 자유로이 회전시킬 수 있도록 되어 있다. 그리고 교정기 노즐에서 분사되는 흐름이 균일하도록 압축공기 탱크로부터 교정기 사이에는 고압 호스로 연결되어 있고 유속변경은 조절밸브(Regulating valve)로 한다. 또 압축공기탱크(15 kg/cm²)는 공기압축기로부터 자동적으로 보충되도록 되어 있다. 노즐 출구에서의 유속은 교정기에 붙어 있는 압력 탭(Pressure tap)을 통해 디지털 마노미터로 측정한다.

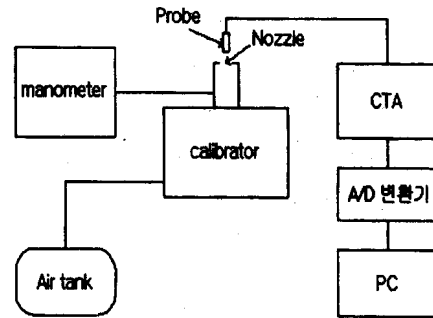


Fig. 5 Schematic diagram of the Calibrator and their application

그림과 같이 교정기는 압축공기탱크와 연결되어 있고, 미세 압력계(Furness사: model FC012 micro-manometer)는 교정기와 연결되어 압력을 측정한다. 교정기의 노즐의 core 위에 장착된 프로브는 CTA(IFA300), A/D 변환기와 PC에 연결되어 있다.

압축공기탱크의 밸브를 연 다음 교정기에 장착되어 있는 압력조정기와 흐름스 제어를 이용하여 압력계를 보면서 원하는 압력으로 맞추면서, 0~15 m/s의 속도에 해당하는 범위를 17 point로 나누어서 교정을 행하였다.

교정은 브릿지 전압과 Reference 속도 사이의 관계를 만들어 내며, 교정 데이터는 4차 다항식과 일치하는 곡선이다.

교정곡선에서 가로축(X축)은 속도범위(V)를 나타내고, 세로축(Y축)은 브릿지 전압을 나타낸다. 교정곡선이 스무드하게 증가하는 그래프라면 교정은 성공적으로 완료된 것이다. 교정곡선의 화면의 오른쪽에는 다음 방정식에 의해서 그려진 교정곡선을 나타내는 각각의 계수들이다.

$$\text{Velocity} = K + AE + BE^2 + CE^3 + DE^4$$

여기서 E는 브릿지 전압이다.

3.2.2 속도 측정

Fig. 6은 본 실험에 사용된 속도측정장치의 개략도를 나타낸다.

자유흐름속도 측정은 표준 피토펙압관과 미세압력계를 이용하여 측정하였다. 정은형 열선 유속계(IFA300)를 이용하여 X형 열선프로브로 후류속도를 계측하였다. 열선유속계로부터 나온 아날로그 속도신호를 A/D변환기(WIN-30)를 이용하여 디지털 신호로 변환하여 컴퓨터에 저장하였다. 속도신호는 10Khz로 샘플링 하여 한 측정점에서 초당 1024개의 데이터를 받았다. 측정점의 위치는 유동방향으로는 원주의 하류 $X/D=5, 10, 20$ 인 위치에서 측정하였고, 유동과 직각방향(Y)으로는 $\pm 10\text{mm}$ 씩 이송시켜 가며 측정하였다. y 방향으로 스텝모터를 이용한 2차원 이송장치를 이용하여 pulse에 의해 정밀이송이 가능하도록 하였다.

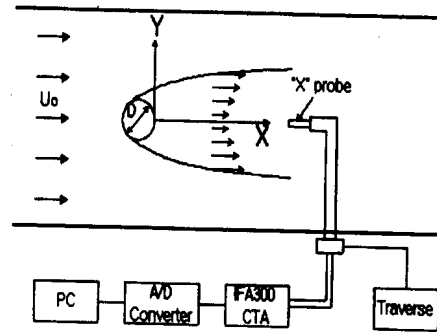


Fig. 6 Schematic diagram of the data acquisition system

4. 실험결과 및 고찰

4.1 속도분포와 난류운동 에너지

Fig. 8 (a)(b)(c)는 각각 원주의 경우, $n=3$ 및 $n=5$ 의 원주에 대한 근접 후류영역인 $X/d=5, 10$ 및 20 에서의 시간 평균에 대한 평균속도 분포이다. 횡축 좌표의 범위는 후류중심선을 기준으로 Y의 양방향으로의 거리를 원주의 외경 D 로 무차원화한 값이다. 한편 종축 좌표의 범위는 균일류속도 U_∞ 로 무차원화한 값이다. 한편 종축 좌표의 범위는 균일류속도 U_∞ 로 무차원화한 값이다.

$X/D=5$ 에서의 후류중심선상의 유속은 각각 $U_c = 0.81, 0.63, 0.54$ 로 작은 값이지만 X방향으로 거리가 멀어짐에 따라 속도 결손은 적어지고 후류폭 또한 넓어지고 있다. 편이 부착되지 않은

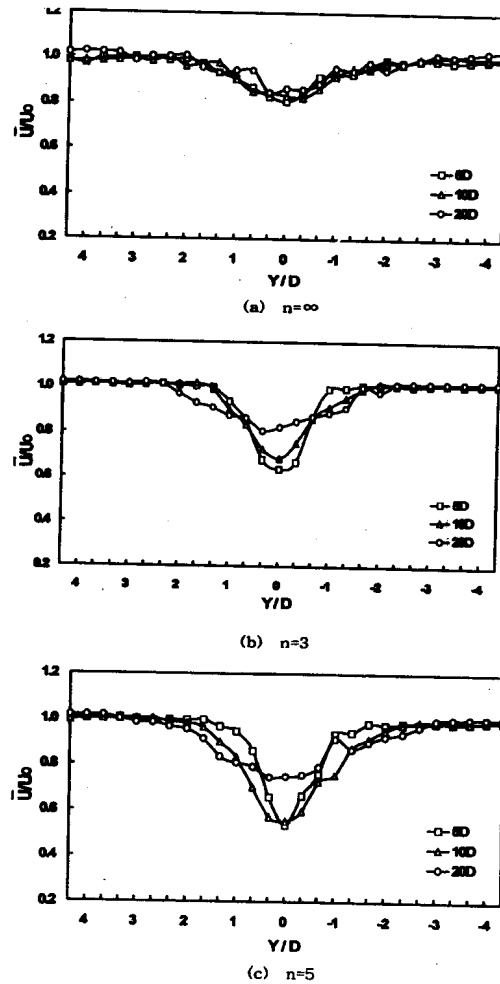


Fig. 8 Distribution of the mean velocity

원주 보다는 편이 부착된 원주 쪽이 후류중심선 상에서의 속도결손이 크며, 또한 편이 조밀하게 부착된 원주($n=5$)가 편이 성기게 부착된 원주 ($n=3$)보다 그 값이 크게 나타나고 있다.

Fig. 9 (a)(b)(c)는 원주, $n=3$ 및 $n=5$ 에 대한 근접 후류영역 $X/D=5, 10$ 및 20 에서의 시간평균에 의한 u 성분의 난류운동에너지 분포도이다.

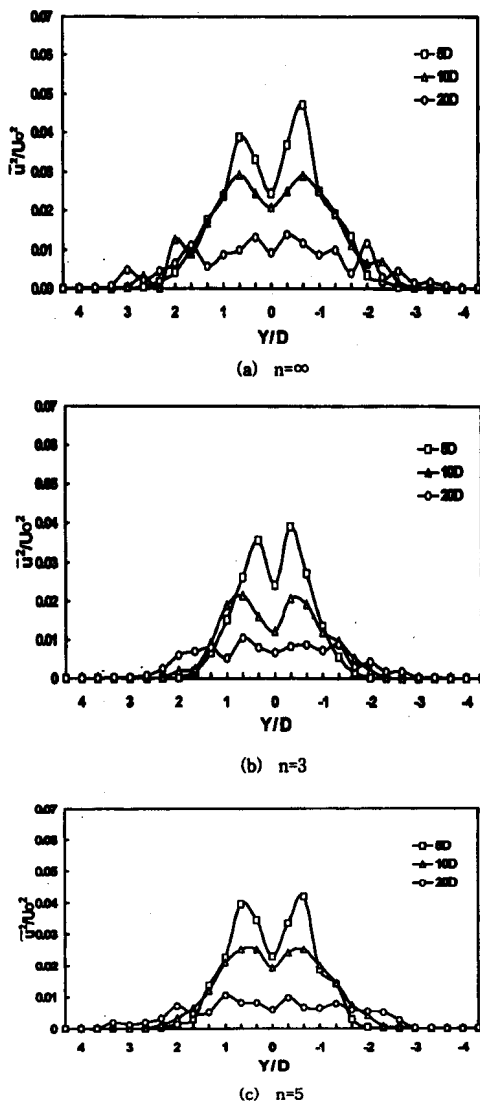


Fig. 9 Distribution of the turbulence kinetic energy

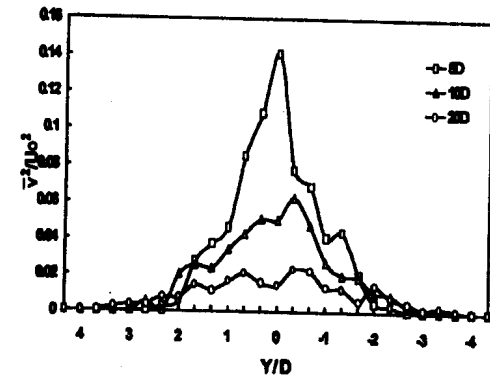
u 변동 성분은 후류중심선상에서의 난류운동에너지의 각각 2.5%, 1.2%, 0.7% 정도이며, 또 $n=5$ 의 경우에는 2.3%, 1.9%, 0.6% 정도로 나타나고 있다. 또 $X/D=20$ 에서는 거의 일정한 값을 나타내고 있으며, 대체적으로 편이 부착된 원주의 경우는 $n=5$ 의 경우가 $n=3$ 의 경우보다 에너지 값이 크다는 것을 알 수 있다. 그리고 이들 분포도의 형태는 특이하게도 중심선상에서의 값보다도 Y 방향의 양쪽, 즉 $Y/D=\pm 0.5\sim 1.0$ 사이에서 최대치가 나타나는 쌍봉형식(bimodal)의 형태를 나타내고 있다. 이 현상은 와류유출(vortex shedding)과 관계가 있으며, 각 원주로부터 X 방향으로 거리가 멀어짐에 따라 점차 약해지는 것을 보이고 있고, 이것은 먼 후류에서는 점차 사라지게 된다.

Fig.10(a)(b)(c)는 각 $n=\infty, n=3$, 및 $n=5$ 에 대한 v 성분의 난류운동에너지 분포도이다.

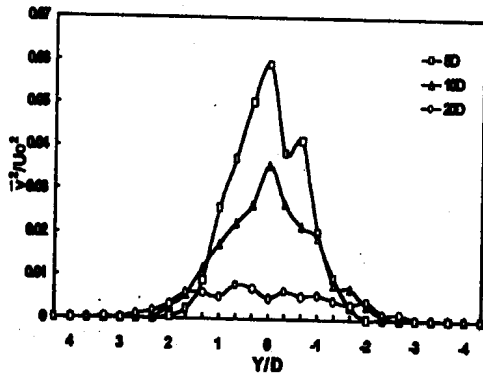
앞서의 u 변동성분과는 달리 v 변동성분은 난류운동에너지가 후류 중심선상에서 최대치를 갖으며, X 방향의 위치 $X/D=5, 10$ 및 20 에 따라 $n=\infty$ 의 경우는 5.9%, 3.6%, 0.5% 정도이며, $n=5$ 의 경우에는 6.9%, 4.3%, 0.7% 정도로 나타나고 있다. v 성분의 난류운동에너지도 u 성분의 그것과 마찬가지로 $X/D=20$ 에서는 거의 같음을 알 수 있다. 후류 중심선상에서의 난류운동에너지는 v 변동성분이 u 변동 성분보다 상당히 크지만 하류로 갈수록 그 차이는 점차 줄어들고 있다. 이것은 주기적인 와류유출(vortex shedding)이 있을 때 각 원주의 상류에서는 대규모난류가 우세하여 비등방성이고 하류로 갈수록 소규모난류가 우세하여 등방성이 이루어지기 때문이다.

4.2 자기상관계수(autocorrelation coefficient)

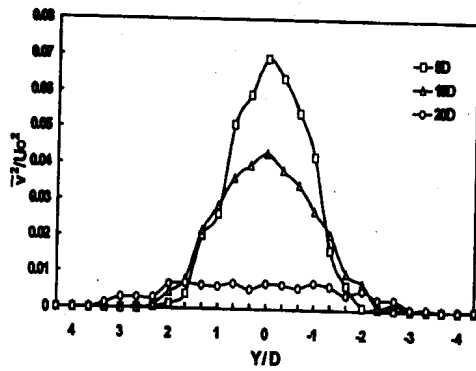
Fig. 11 (a)(b)(c)는 원주에 대한 후류중심에서



(a) $n=\infty$



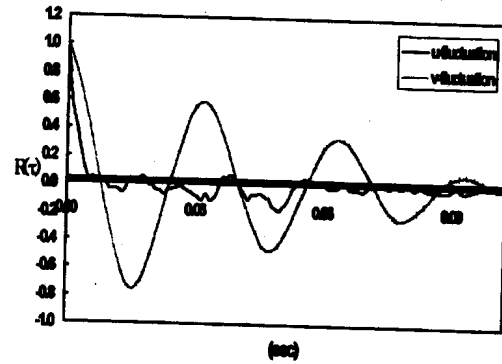
(b) $n=3$



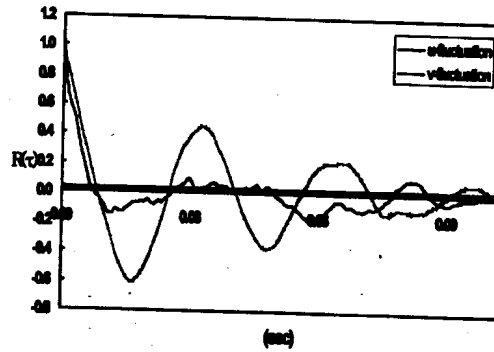
(c) $n=5$

Fig. 10 Distribution of the turbulence kinetic energy

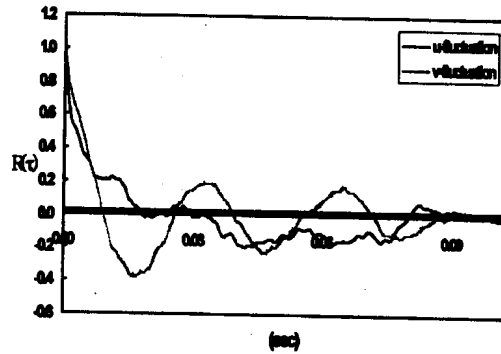
의 근접 후류영역 $X/D=5, 10$ 및 20 에서의 u 및 v 변동성분의 자기상관계수 $R(\tau)$ 의 분포도이다.



(a) $X/D=5$



(b) $X/D=10$



(c) $X/D=20$

Fig. 11 Autocorrelation along the wake center line of a circular cylinder

$X/D=5$ 에서 v 변동성분은 강한 주기성 (주파수 약 29Hz)을 나타내고 진폭도 비교적 크지만 하류로 갈수록 주기성이 약해지며 진폭도 점차

감소하는 것을 알 수 있다. 하류로 갈수록 주기성이 약해지며 진폭도 점차 감소하는 것을 알 수 있다. 하류로 갈수록 점차 약해지기는 하지만 $X/D=20$ 까지도 존재하는 주기성은 이 위치까지도 와류유출에 의해 생성된 와류가 존재한다는 것을 의미한다. 이러한 사실은 난류의 대규모의 조직적 구조가 존재하고 있음을 의미한다.

한편 u 변동성분의 경우는 v 변동성분과는 달리 주기성을 거의 찾아볼 수가 없다. 자기상관계수가 최초로 0이 될 때까지의 시간은 v 변동성분의 경우 원주하류의 위치에 관계없이 거의 일정하지만, u 변동성분의 경우는 하류로 갈수록 시간이 증가하고 $R(\tau)$ 함수에 대한 적분면적이 커진다.

즉 u 변동성분의 적분시간척도는 원주하류로 갈수록 증가하고 v 변동성분의 경우는 위치에 관계없이 거의 일정함을 알 수 있다. 또한 $X/D=10, 20$ 의 경우에 비해서 u 변동성분과 v 변동성분이 거의 같고, 두 성분에 대한 적분시간척도도 거의 같다. 전체적인 위치에서 볼 때는 v 변동성분의 자기상관계수가 u 변동성분보다 빨리 감소하므로 v 변동성분의 적분시간척도는 u 변동성분의 그것보다 작음을 알 수 있다.

이것은 와류의 신장이 Y 방향에서 보다 X 방향으로 크다는 것을 의미하며, 와류의 형태는 원주근처에서는 원형에 가깝던 것이 하류로 갈수록 X 방향으로 길게 늘어짐을 의미한다.

Fig. 12(a)(b)(c)는 $n=3$ 원주의 후류중심선상에서의 근접후류영역 $X/D=5, 10, 20$ 에서의 u, v 변동성분의 자기상관계수의 분포도이다.

편이 부차되지 않은 원주와 마찬가지로 $X/D=5$ 에서는 v 변동성분이 강한 주기성을 나타내고 진폭도 비교적 크지만 원주에 비해서는 주기도 짧고, 하류로 갈수록 진폭도 감소하며, 주기성도 급격히 약해져서 $X/D=20$ 에서는 주기성이 거의

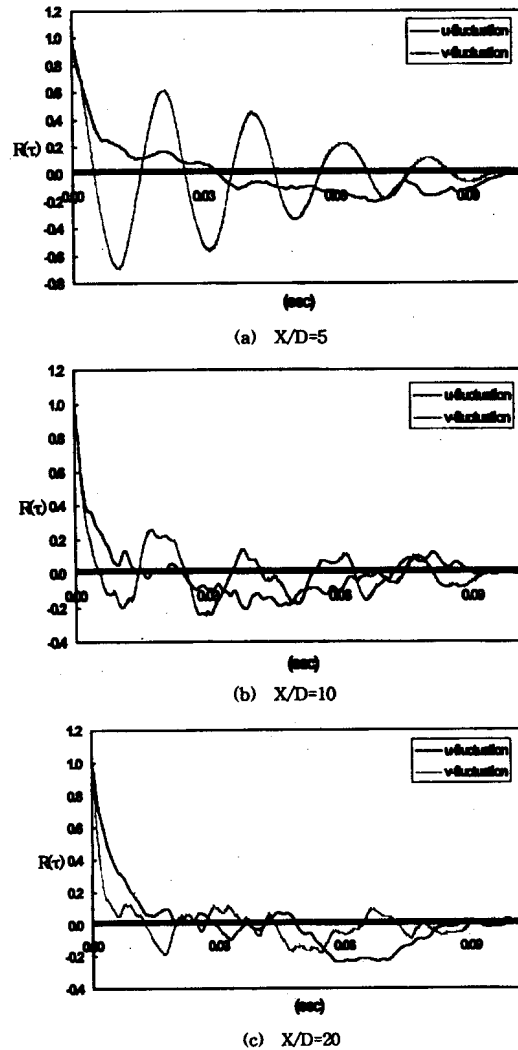


Fig. 12 Autocorrelation along the wake center of circular cylinder with fin ($n=3$)

사라지는 것을 알 수 있다. 이는 원주의 경우에 비해 주기성이 빨리 약해지는 것을 알 수 있다. 즉 계속되는 와류유동거리가 짧고, $X/D=20$ 에서는 거의 소멸되는 것을 알 수 있다.

한편 u 변동성분은 원주에서와 같이 거의 주기성을 찾아 볼 수가 없다. 또 자기상관계수가 최초로 0이 될 때까지의 시간은 v 변동성분의

경우 $X/D=10$ 까지는 거의 일정하지만, u, v 변동 성분 모두 원주에 비해서 그 시간이 짧아짐을 알 수 있다. 그리고 $n=3$ 원주의 경우도 v 변동성분의 적분시간척도가 u 변동성분의 적분시간척도보다 작은 것에서 알 수 있듯이 원주의 경우와 마찬가지로 와류의 신장이 Y 방향에서보다 X 방향으로 더 크다는 것을 알 수 있다.

5. 결 론

레이놀즈수가 1.24×10^4 에서 원주에 나선형의 핀을 부착시킬 경우 핀의 피치가 25.4 mm 이하의 핀을 두 종류로 부착했을 경우와 핀이 없는 경우의 후류특성을 조사하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 핀이 부착된 원주에서는 핀이 부착되지 않은 원주에 비해서 후류중심선상에서의 속도 결손이 크며, 핀이 부착된 원주에서는 핀이 조밀할수록 속도결손이 크며, 그 폭도 넓다.

(2) 핀부착 원주와 같은 복잡한 형상의 경우에도 그 후류에는 단일 주파수의 전형적인 칼만 와열이 형성된다.

(3) 핀의 피치가 작을수록 하류 후류의 폭이 크게 되고 와방출 주파수가 낮아진다.

(4) 후류에서 발생하는 와류는 핀이 부착되지 않은 원주에 비해 핀이 부착된 원주쪽이, 또 핀이 부착된 원주의 경우에는 조밀하게 핀이 부착된 원주쪽이 더 빨리 소멸된다.

참 고 문 헌

- [1] Y. Ohya, Y. Nkamura, "Near Wakes of a Circular Cylinder in Stratified Flows", Phys. Fluids A, Vol.2, pp481-483, 1990
- [2] M. Kiya, M. Matsumura, "Turbulence Structure in Intermediate Wake of a Circular Cylinder", Bull. JSME, Vol.28, pp2617 ~2623, 1985
- [3] R. Yamane, Y. Taaka, "Large Scale Structures in the Wake of a Circular Cylinders", Bull. JSME, Vol. 29, pp3767-3771, 1986
- [4] M. Kiya, Y. Suzuki, M. Arie, M. Hagino, "A Contribution to the Free Stream Turbulence Effect on the Flow PasCircular Cylinder", J. Fluid Mech., Vol.115, pp151-164, 1982
- [5] Y. Nakamura, Y. Ohya, "The Effect of Turbulence on the Mean Flow Past Two-Dimensional Rectangular Cylinders", J. Fluid Mech., Vol. 149, pp255-273, 1984
- [6] T. Igarashi, "Characteristics of the Flow Around Rectangular Cylinders", Bull. JSME, Vol.28, pp 1690-1696, 1985
- [7] Bearman, P.W., J. Fluid Mech., 37-3(1969), 577
- [8] Roshko, A., "On the Drag and Shedding Frequency of Two-dimensional Bluff Bodies", National Advisory Committee for Aeronautics, NACA TN 3169, 1954
- [9] Strykowski, R. J. and Sreenivasan, K. R., "On the Formation and Suppression of Vortex Shedding at Low Reynolds Numbers", J. Fluid Mech., Vol.218, pp71-107, 1992
- [10] Nebres, J. V. and Batill, S. M., "Flow Around Cylinders with Helical Surface Protrusions", Proc. 30th Aerospace Sciences meeting, Reno, Nevada, AIAA paper No. 92-0540, 1992
- [11] 권기정, 김형범, 이상준, "나선형의 표면돌출

물이 부착된 원주의 근접후류에 관한 실험적 연구", 대한기계학회 논문집 B, 제20권 제8호, pp2601-2610, 1996

[12] 남 청도, "균일전단류 속에 있는 장방형주 후류의 난류특성에 관한 연구", 부산대학교 박사학위논문, 1992