

〈論 文〉

## 일렬관군에서의 난류 후류특성에 관한 연구

조 석 호\* · 부 정 숙\*\*

(1989년 5월 18일 접수)

### Turbulent Wake Flow around Tubes in Single Row Tube Banks

Seok Ho Cho and Jung Sook Boo

**Key Words:** Tube Banks(관군), Power Spectral Density Function(파워스펙트럼 밀도함수), Autocorrelation Coefficient(자기상관계수), Probability Density Function(확률밀도함수), Vortex Shedding(와류유출)

#### Abstract

An experimental study is conducted to investigate the turbulent wake flow around tubes in vertical single row tube banks. All measurements are performed at Reynolds number( $Re_{max}$ )  $4.2 \times 10^3 \sim 2.5 \times 10^4$  with varying tube spacings from the wide pitch ratio( $H/D=3.07$ ) to the very narrow one( $H/D=1.23$ ). Flow patterns are visualized using the smoke-wire method. Mean static pressures, velocity components, and various statistical quantities of turbulence are obtained by the computer on-line technique. In the case of wide tube spacings, the near wakes of tube show similar trends to those of a single tube, and their flow indicates an anisotropic turbulence. However, as the pitch ratio decreases, wide and narrow wakes appear alternately behind adjacent tubes due to the deflected flow. Also, in the case of  $H/D \leq 1.54$ , Kármán vortex is not formed at the side of relatively wide wake.

#### 기 호 설 명

$C_{DM}$  : 항력계수

$$\left[ = \int_0^{2\pi} (P_\theta - P_{\theta=0}) \frac{D}{2} \cos\theta d\theta / \frac{\rho U_{max}^2}{2} D \right]$$

$C_{DO}$  : 항력계수

$$\left[ = \int_0^{2\pi} (P_\theta - P_{\theta=0}) \frac{D}{2} \cos\theta d\theta / \frac{\rho U_\infty^2}{2} D \right]$$

$C_{PM}$  : 압력계수  $\left[ = (P_\theta - P_{\theta=0}) / \frac{\rho U_{max}^2}{2} \right]$

$D$  : 원관의 직경

$E(f)$  : 파워 스펙트럼 밀도함수

$f$  : 주파수

$H$  : 관군의 간격

$H/D$  : 관군의 피치비 (pitch ratio)

$P$  : 관표면 평균정압

$P(u), P(v)$  : 확률밀도함수

$Re_{max}$  : 레이놀즈수  $[= U_{max}D/\nu]$

$Ru(\tau), Rv(\tau)$  : 자기상관계수

$s_t$  : 스트로홀수 (Strouhal number)

$$[= f \cdot D / U_{max}]$$

$u, v$  : X, Y방향의 난류변동속도

$\sqrt{\bar{u}^2}, \sqrt{\bar{v}^2}$  :  $u, v$ 의 r.m.s 값

$U$  : 평균속도

$U_\infty$  : 관군 상류측 평균속도

$U_{max}$  : 관군 최소단면측 평균속도

$X, Y$  : 좌표계

$\theta$  : 앞정체점에서 시계방향으로의 원주각

\* 정희원, 부산대학교 대학원

\*\* 정희원, 부산대학교 공과대학 기계공학과

- $\tau$  : 지연시간(time delay)
- $\rho$  : 밀도
- $\nu$  : 동점성 계수

1. 서 론

관군 내의 원관 주위의 유동과 열전달에 관한 연구는 여러 공학적인 관점에 관련하여 매우 중요하다. 최근, 고성능, 고밀도(compact) 열교환기의 발달과 함께, 관군 내의 열전달 특성을 규명하는데에 관심이 집중되고 있다. 이 때문에 관 주위의 유동특성의 해명이 필수적이다.

지금까지의 많은 연구결과는 주로 관군 전체의 압력손실과 열전달율에 관련된 것이 대부분을 차지하고 있으며<sup>(1~3)</sup>, 와류유출주파수(vortex shedding frequency)나 관의 공진주파수에 관련된 진동문제의 조사에 국한되어 있다<sup>(4~6)</sup>. 최근에는 관군 내의 개개관에 대한 표면압력과 관 주위의 평균속도 및 난류강도의 측정을 통해 유동특성을 이해하려는 시도가 행해지고 있다<sup>(7,8)</sup>. 그러나, 관군 내의 유동이 복잡하기 때문에 그 유동특성을 명확히 밝히지 못하고 있으며, 여러가지 난류 통계량의 조사를 통한 연구가 필요하게 된다. 단독원관에 대해서는 난류 통계량의 측정으로 후류 유동특성을 규명하려는 많은 연구가 보고되고 있으나<sup>(9~11)</sup>, 관군에 대해서는 이런 연구가 거의 없는 실정이다.

따라서, 본 연구는 격자관군(in-line tube banks)과 엇갈림관군(staggered tube banks)에서의 유동 특성을 해명하기 위한 기초로서, 일렬관군에 대해 유동특성을 통계적으로 조사한다. 이를 위해, 먼저 유동의 가시화와 관의 표면압력 측정실험이 행해진다. 또한, 통계적 기법의 도입을 통하여 관 주위의 평균속도, 난류강도, 파워 스펙트럼 밀도함수, 스트로홀수(strouhal number), 자기상관계수, 확률 밀도함수 등의 측정이 수행된다.

2. 실험장치 및 방법

본 연구에 사용된 풍동은 305×305mm<sup>2</sup>의 시험 단면을 가진 아음속 풍동이다. 실험에 사용된 모델은 직경 24.8mm인 아크릴 원관을 풍동에 수평으로 설치했으며, 조사된 6개의 수직일렬관군 배열의 피치비 및 좌표계는 Fig. 1과 같다.

관군 최소단면측의 평균속도( $U_{max}$ )를 기준으로

한 레이놀즈수( $Re_{max}$ ) 범위는  $4.2 \times 10^3 \sim 2.5 \times 10^4$ 이다. 이들 레이놀즈수에서 관군 상류측의 자유흐름의 난류강도는 1%미만이었다.

유동의 가시화는 스모크 와이어법(smoke wire method)을 이용하였다. 직경 0.3mm인 니크롬선을 관군 상류측(100mm 전방)에 관축에 수직으로 설치하고, 니크롬선의 표면에 유동 파라핀을 연속적으로 흘리면서 전류(전압 7~8V)를 통하게 하여, 계속 연기가 발생하도록 하였다.

그리고, 측정 원관의 표면에 직경 0.8mm의 정압공을 뚫고, 여기에 마이크로 마노메타(MDC-FC004)를 연결하고, 원관을 회전시킴에 따라 임의의 각도에서의 표면정압이 측정되었다.

난류성분의 측정에는 직경이 5 $\mu$ m인 텅스텐선으로 된 45°경사진 X형 프로브가 사용되었으며, 선형기가 부착된 정온도형 열선풍속계(Kanomax 7224)로 얻은 평균 속도 및 속도변동성분 신호는 A/D변환기를 통하여 마이크로 컴퓨터에서 처리되고, 그 결과가 프린터에 기록되도록 하였다. 동시에 열선풍속계의 신호는 신호분석기(SM-2100B)에 연결되어, 와류유출 주파수, 확률밀도함수 등이 구해지고, 그 결과를 플로터(SR-6620)가 기록하도록 하였다.

3. 실험결과 및 고찰

3.1 유동의 가시화

Fig. 2는 일렬관군의 피치비에 따른 유동의 가시

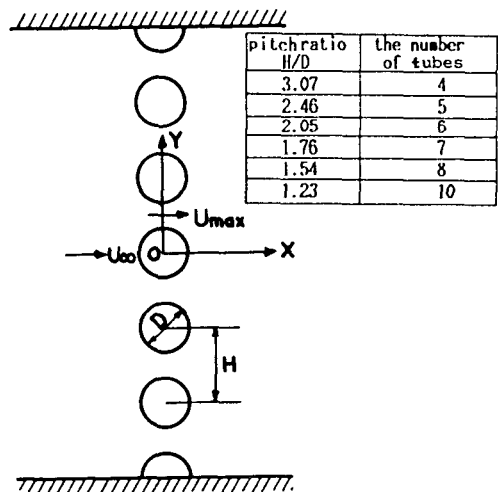


Fig. 1 Schematic diagram for vertical single row tube banks

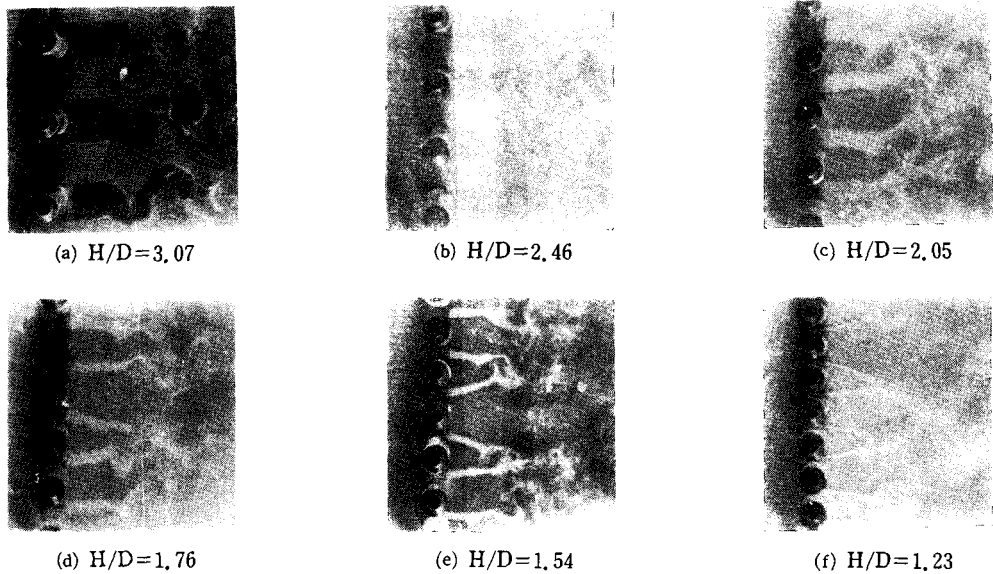


Fig. 2 Flow visualization in tube banks at  $Re_{max}=4200$

화를 나타낸다.

유동형태(flow pattern)는 관군의 피치비에 강하게 영향을 받고 있음을 알 수 있다. 피치비  $H/D=3.07$ 인 경우에 대한 유동형태는 단독관<sup>(11)</sup>에 대한 것과 거의 유사하다. 그렇지만,  $H/D \leq 2.05$ 에서는 인접관 사이의 최소단면을 통과하는 2차원 분류의 가속된 흐름이 주류방향으로 진행하지 않고, 편향(deflection)하는 현상이 발생한다. 그리고, 그 정도는 피치비가 작아질수록 커지게 되며, 상대적으로 넓은 후류영역과 좁은 후류영역이 한 조가 되어 서로 교대로 이루어지는 상태가 된다. 그래서, 피치비가 매우 작은  $H/D \leq 1.54$ 인 경우에는 Fig. 2 (e), (f)와 같이 두 종류의 후류영역이 뚜렷이 관찰된다.

3.2 평균정압과 항력

Fig. 3은 피치비  $H/D=2.46$ 인 두 인접관에서의 표면 평균정압의 분포를 나타낸 것이다.

압력 분포는 두 관의 후류측에서 약간의 차가 생긴다. 즉, 상대적으로 넓은 후류측의 압력이 좁은 후류측의 것 보다 더 높게 나타나고 있다. 이것은 Fig. 2(b)에서는 거의 구별할 수 없지만, 이 피치비에서도 약간의 편향이 일어나고 있음을 암시하는 것이다.

Fig. 4는 피치비에 따른 평균정압 분포를 나타낸

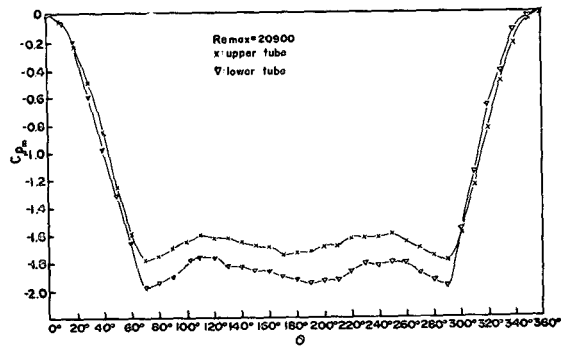


Fig. 3 Distribution of pressure coefficient at two adjacent tubes for  $H/D=2.46$

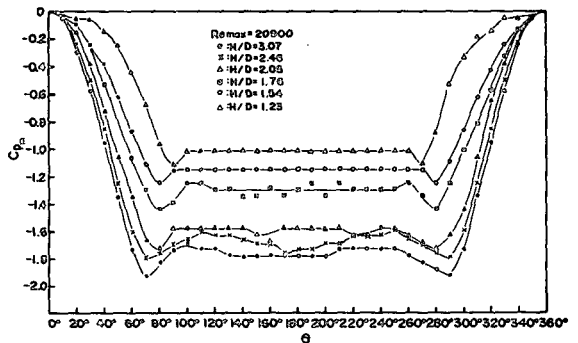


Fig. 4 Distribution of pressure coefficient according to the pitch ratio

것이다.

그림에서 편향이 생기는  $H/D \leq 2.46$ 의 경우에는 넓은 후류영역이 생기는 관측의 압력만이 도시되었다.

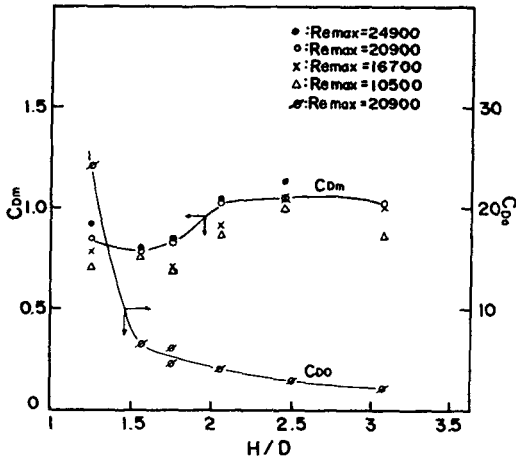


Fig. 5 Distribution of drag coefficient

피치비가 작아짐에 따라 압력은 더 높게 나타나 는 경향을 보이고 있다. 이것은 피치비의 감소에 따라, 이 후류영역의 속도가 더 작아지고 있음을 나타내는 것이다.

또한, 압력 분포로부터 구한 항력계수를 Fig. 5 에 나타내고 있다.

그림에서 보는 바와 같이, 피치비가 감소함에 따라, 관군 상류측 속도( $U_{\infty}$ )를 기준하여 계산한 항력계수  $C_{D0}$ 는 급격히 증가하고 있음을 알 수 있다. 그러나, 같은 레이놀즈수( $Re_{max}$ )에서는 최소 단면을 통과하는 속도( $U_{max}$ )가 각 피치비에서 같기 때문에, 이 속도를 기준하여 계산한 항력계수  $C_{DM}$ 의 변화는 그다지 크지 않고,  $Re_{max} = 20,900$ 의 경우에는  $C_{DM}$ 이 0.8~1.0의 범위에 있다.

3.3 평균속도와 난류강도

Fig. 6은  $X/D=2$ 의 단면에서 Y방향으로 측정 한 피치비에 따른 평균속도와 난류강도의 분포를 나타낸 것이다.

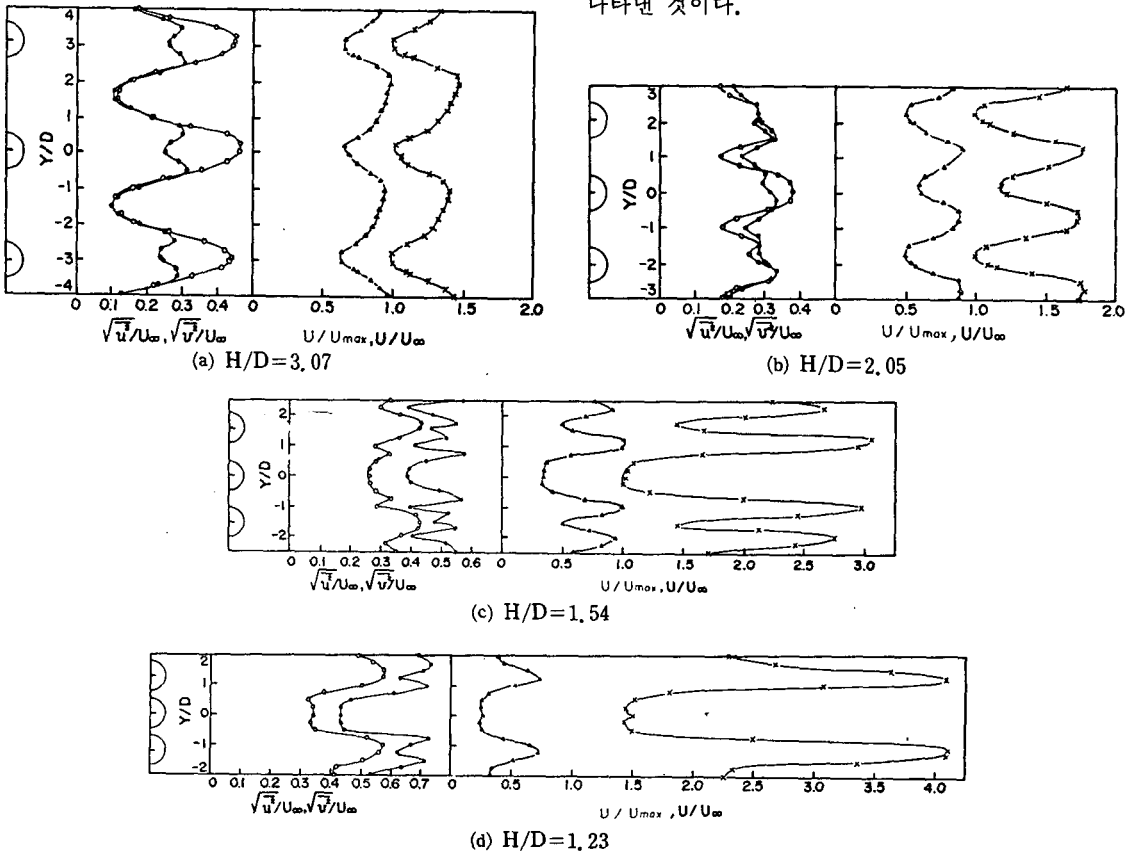


Fig. 6 Distribution of turbulent intensity and mean velocity at  $Re_{max} = 20900$  (● :  $\sqrt{u^2}/U_{\infty}$ , ○ :  $\sqrt{v^2}/U_{\infty}$ , △ :  $U/U_{max}$ , × :  $U/U_{\infty}$ )

피치비가 감소함에 따라 평균속도 분포비  $U/U_{max}$ 은 관 후류측에서 점차 작아지고 있으며, 이것은 앞의 압력분포에서 언급한 것과 일치한다. 그러나, 평균속도 분포비  $U/U_{max}$ 는 점차 커지고 있는데, 이것은 같은 레이놀즈수( $Re_{max}$ )에서는  $U_{max}$ 이 같으므로 피치비가 작을수록  $U_{\infty}$ 도 작아지기 때문이다. 한편, 피치비가 충분히 큰  $H/D=3.07$ 인 경우에는 평균속도 및 난류강도 분포가 단독관<sup>(1)</sup>과 유사한 분포를 나타내고 있으며, 각각의 인접관의 분포도 서로 비슷한 형태를 보이고 있다. 이것은 각 인접관들의 후류특성이 같음을 말해 주는 것이다.

또한,  $X$ 방향 속도변동성분의 난류강도는 후류 중심선상에서 약간 벗어난 양쪽에서 최대값이 나타나는 특이한 쌍봉형식(bimodal)의 형태를 보이고 있다. 이 현상은 와류유출에 기인한 것이라 생각된다.

그리고,  $Y$ 방향 속도변동성분의 난류강도는 후류 중심선상에서 최대값을 가지며,  $X$ 방향 속도변동성분의 난류강도보다 상당히 크다. 따라서, 근접 후류영역의 유동은 주기적인 와류유출로 인하여 큰 크기의 코히어런트 구조(coherent structure)가 우세한 비등방성난류(anisotropic turbulence)임을 나타낸다고 생각된다.

피치비가  $H/D=2.05$ 의 경우에는 평균속도와 난류강도 분포가 인접관의 후류에서 약간 다르게 나타난다. 이것은 편향의 영향때문이라고 생각된다. 그리고, 피치비가 작아짐에 따라 편향의 정도가 더 커져서 넓은 후류영역과 좁은 후류영역의 구별이

명확해지며, 이에 따른 유동특성도 달라지게 될 것이다.

특히, 피치간격이 매우 좁은  $H/D \leq 1.54$ 의 경우에는  $X$ 방향 속도변동성분의 난류강도가  $Y$ 방향 속도변동성분의 난류강도보다 크게 나타난다. 이것은 주류방향의 흐름이 우세함을 나타내는 것이다. 그렇지만,  $X$ 방향 속도변동성분의 난류강도가 좁은 후류영역에서는 여전히 쌍봉형식의 형태를 보이고 있다. 그러므로, 이 피치비에서도 좁은 후류영역에서는 불안정하지만 여전히 칼만볼텍스(Kármán vortex)에 의한 와류유출이 존재하고 있다고 생각된다.

3.4 파워 스펙트럼 밀도함수와 스트로홀수

Fig. 7은  $X/D=2$ 인 단면에서  $Y$ 방향에 따라 측정된 피치비  $H/D=3.07$ 인 경우의 파워 스펙트럼 밀도함수를 나타낸다.

$X$ 방향 속도변동성분의 파워 스펙트럼 밀도함수의 경우에는 에너지값( $\int E(f)df$ )이 후류 중심선상( $Y/D=0$ )에서 약간 벗어난 곳에서 가장 높다. 그리고,  $Y$ 방향 속도변동성분에 대한 에너지값은 후류 중심선상에서 가장 높은 값을 가진다. 또한,  $X$ 방향과  $Y$ 방향 속도변동성분의 에너지 값의 차이는 후류 중심선상에서 가장 크게 나타난다. 이것은 Fig. 6(a)에서의 난류강도의 분포의 결과와 대응하고 있다.

$Y$ 방향 속도변동성분의 파워스펙트럼밀도함수는 110Hz부근에서 최대값이 나타나고 있으며, 이것은

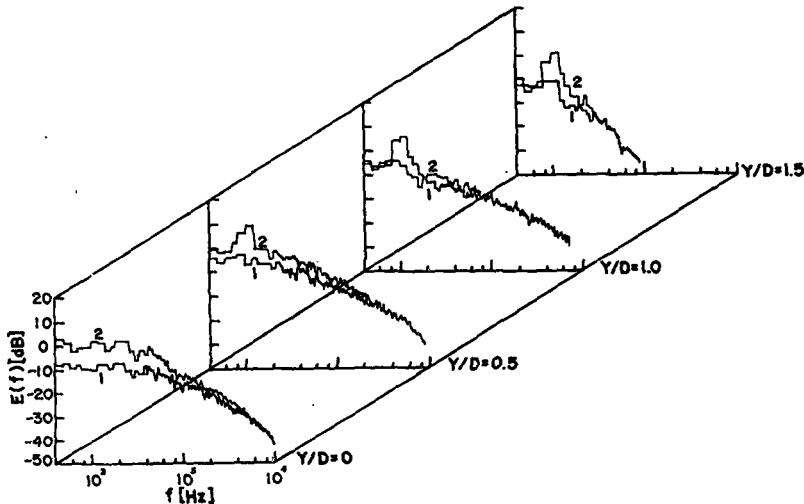


Fig. 7 Power spectral density function for  $H/D=3.07$  at  $Re_{max}=20900$  (1:  $u$ -component, 2:  $v$ -component)

이 주파수에 해당하는 강한 에너지의 존재를 나타내는 것이다. 따라서, 이 주파수는 코히어런트 전단층에서의 가장 큰 양의 에너지를 포함하는 와류 유출주파수에 해당하는 것이다.

Fig. 8은  $X/D=2$ 인 단면에서 피치비에 따라 측정된 두 인접관의 후류 중심선상에서의 파워스펙트럼밀도함수를 나타낸다.

피치비가 작아짐에 따라  $X$ 방향 속도변동성분의 에너지값이  $Y$ 방향 속도변동성분의 에너지값보다 커지고 있다. 이것은 Fig. 6에서의 난류강도분포의

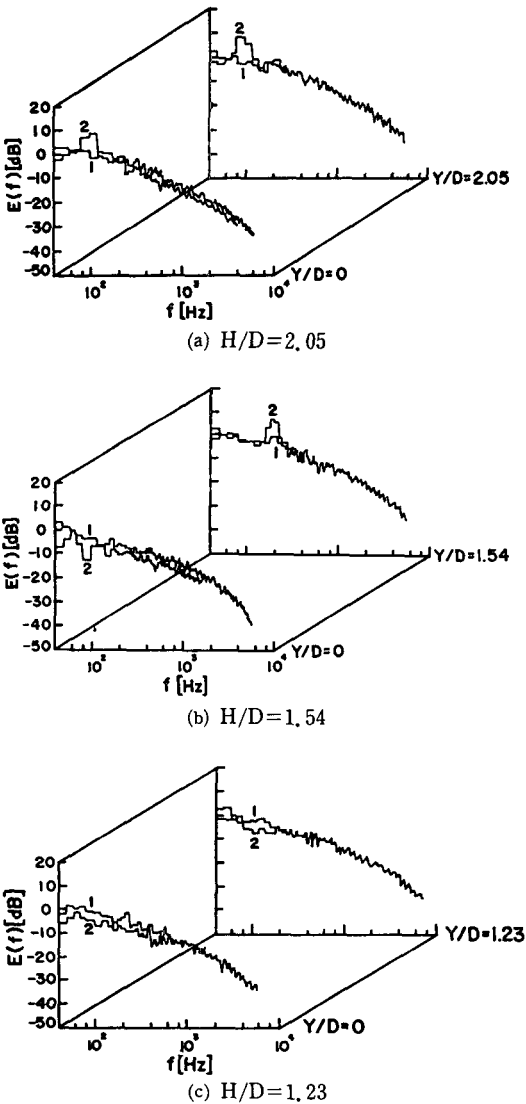


Fig. 8 Power spectral density function on the tube centerline at  $Re_{max}=20900$  (1 :  $u$ -component, 2 :  $v$ -component)

결과와 대응하고 있다. 그리고, 각각의 경우에 강한 에너지의 존재를 의미하는 최대값이 나타나는 와류유출주파수가 두 인접관에서 다르게 나타난다. 또한, 피치간격이 매우 좁아지면, 최대값이 거의 구별할 수 없을 정도로 약하게 되어 와류유출이 불안정해짐을 알 수 있다.

Fig. 9은  $X/D=2$ 인 단면에서 파워스펙트럼밀도 함수 및 속도신호의 주파수 분석에 의해 측정된 와류유출주파수로부터 계산한 스트로홀수 ( $St=fD/U_{max}$ )의 분포를 나타낸 것이다.

본 실험결과는  $Re_{max}=4,000\sim 33,000$ 에서 측정된 Ishigai의 결과와 거의 일치하고 있다. 여기서,  $H/D \leq 2.54$ 의 경우에서는 두 종류의 스트로홀수가 존재하고 있다. 이것은 앞에서 설명한 바와 같이 편향흐름의 영향으로 좁은 후류와 넓은 후류의 두 종류의 흐름이 존재하는 데에 기인한다.

3.5 자기상관계수

Fig. 10은  $X/D=2$ 인 단면에서  $Y$ 방향에 따라 측정된 피치비  $H/D=3.07$ 인 경우의 자기상관계수 분포를 나타낸 것이다.

$X$ 방향 속도변동성분의 자기상관계수의 경우에는 후류 중심선상( $Y/D=0, 3.07$ )에서는 주기성이 거의 없고, 진폭은 아주 작다.

그러나,  $Y/D=0.5, 2.5$ 인 위치에서는 뚜렷한 주기성과 비교적 큰 진폭이 나타나고 있다. 또한,

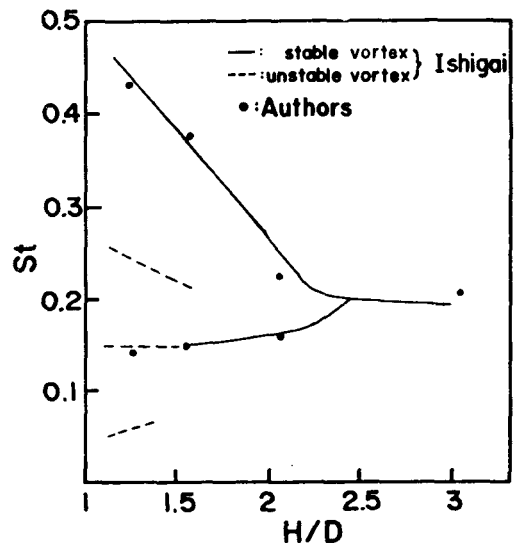


Fig. 9 Distribution of Strouhal number at  $Re_{max}=20900$

두 인접관의 후류 중심선 사이의 중간부근( $Y/D=1.5$ )을 향하여 주기성은 계속 존재하면서 진폭이 작아지는 경향을 보이고 있다.

$Y$ 방향 속도변동성분의 자기상관계수의 경우에는 주기성은 후류의 중심선상에서부터  $Y$ 방향의 모든 위치에 존재하고 있다. 그러나, 진폭은 후류 중심선상에서 가장 크고,  $Y/D=1.5$ 부근을 향하여

점차 감소하고 있다.

따라서,  $X$ 방향 속도변동성분의 자기상관계수의 주파수와 진폭이  $Y$ 방향 속도변동성분의 자기상관계수의 그것과 같아지는 와류중심은  $Y/D=0.5$ 와  $1.0$ 사이, 그리고,  $Y/D=2.5$ 와  $2.0$ 사이 존재할 것이라 생각된다.

Fig. 11은  $X/D=2$ 인 단면에서 피치비에 따라 인접관의 후류 중심선상에서 측정된 자기상관계수의 분포를 나타낸 것이다.

피치비  $H/D=3.07$ 인 경우는 Fig. 10에서 보는 바와 같이, 인접관의 후류 중심선상( $Y/D=0, 3.07$ )에서 비슷한 경향을 보이고 있다. 그러나,  $H/D=2.05$ 에서는 인접관의 후류 중심선상에서 약간 다르게 나타난다. 그리고, 피치비가 작아질수록 이 경향은 더욱 뚜렷해지고,  $Y$ 방향 속도성분의 자기상관계수의 주기성과 진폭이 더욱 감소하고 있다. 이것은 앞에서 언급한 바와 같이, 피치비의 감소에 따라 편향흐름의 영향이 커지고, 칼만볼텍스의 형성이 불안정하게 됨을 말해주는 것이다.

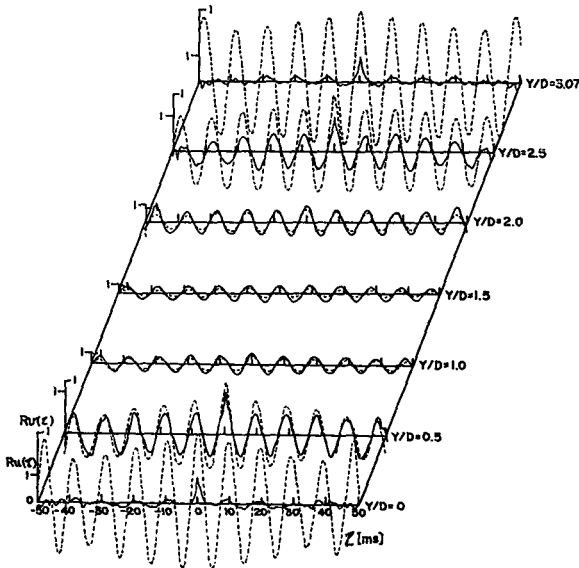


Fig. 10 Autocorrelation coefficient along the  $Y$  direction for  $H/D=3.07$  at  $Re_{max}=20900$  (— :  $u$ -component, ... :  $v$ -component)

### 3.6 확률밀도함수

Fig. 12는  $X/D=2$ 인 단면에서  $Y$ 방향에 따라 측정된 각각의 피치비에서의 확률밀도함수 분포를 나타낸 것이다.

$H/D=3.07$ 인 경우에  $X$ 방향 속도변동성분의 확률밀도함수는 대체로 정규분포(Gaussian distribution)에 가까운 형태로 되어 있다. 그러나,  $Y$ 방향 속도변동성분의 확률밀도함수는 인접관의 후류 중심선상( $Y/D=0, \pm 3.07$ )에서 속도변동폭의 양, 음의 값이 같은 코히어런트와류(coherent vortex)의 특유한 쌍봉형식의 분포는 인접관의 후류중심선의 중간부근( $Y/D=\pm 1.5$ )을 향하여 디랙델타(Dirac delta) 함수의 형태에 접근해 가고 있음을 알 수 있다.

또한,  $Y/D=-0.5, 2.5$ 인 위치에서  $Y$ 방향 속도변동성분의 확률밀도함수는 양의 쪽으로 편향되어 있으므로  $v>0$ 인 성분이 지배적임을 나타낸다. 그리고,  $Y/D=0.5, -2.5$ 인 위치에서는 음의 쪽으로 편향되어 있어  $v<0$ 인 성분이 지배적임을 나타내고 있다.

따라서, 각 관의 후류 중심선상의 아래쪽 부근에는 반시계 방향, 위쪽 부근에는 시계방향으로 회전하는 와류유출이 존재함을 알 수 있다.

$H/D=2.05$ 의 경우에는 후류 중심선상( $Y/D=$

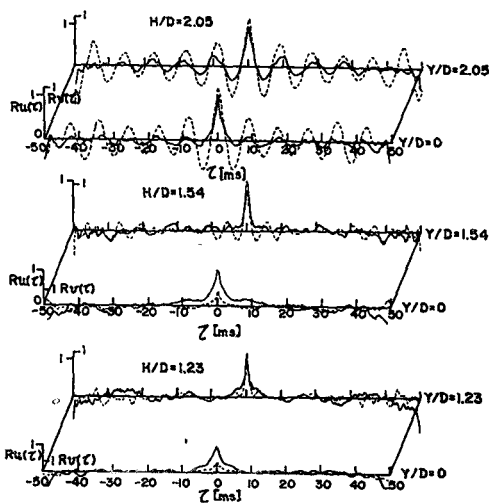


Fig. 11 Autocorrelation coefficient on the tube centerline according to the pitch ratio at  $Re_{max}=20900$  (— :  $u$ -component, ... :  $v$ -component)

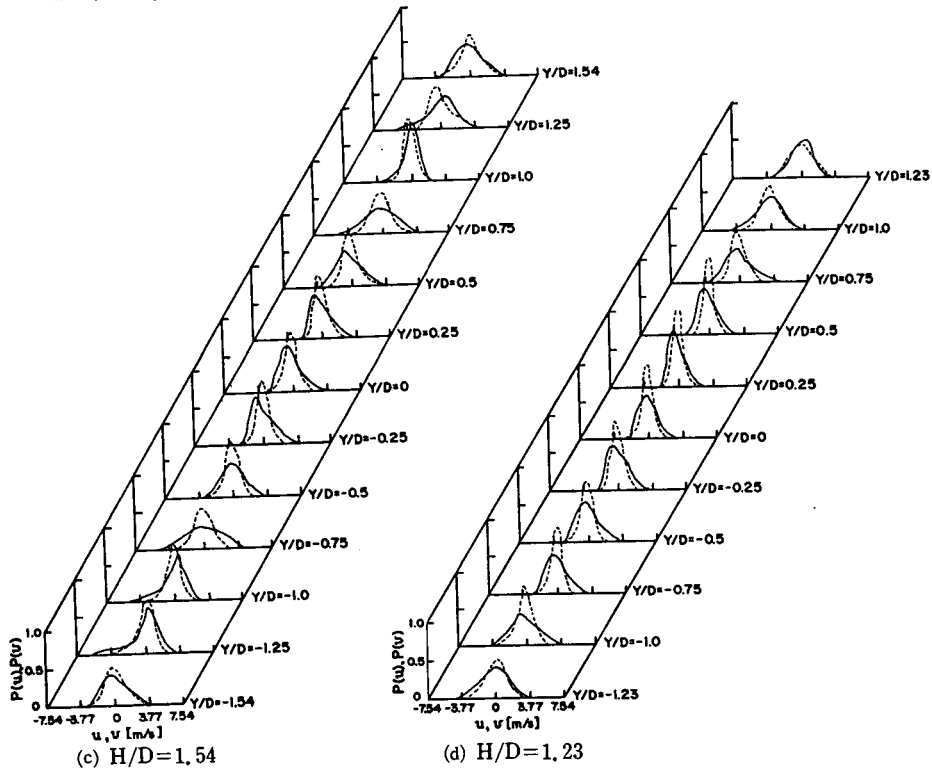
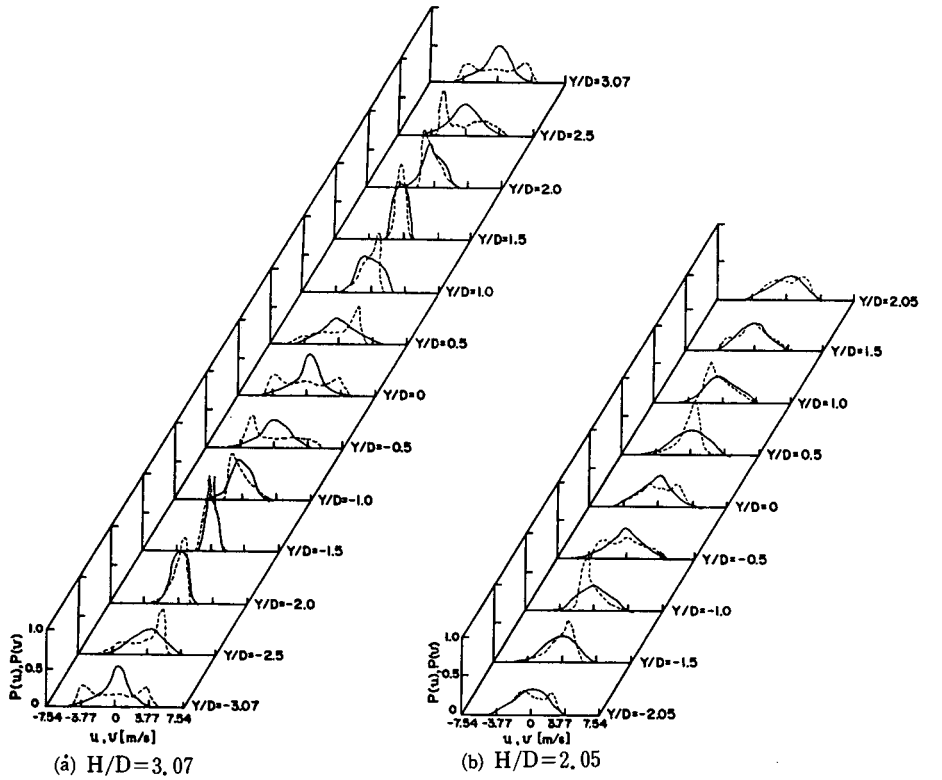


Fig. 12 Probability density function along the  $Y$  direction at  $Re_{max}=20900$  (— :  $u$ -component, ... :  $v$ -component)



0,  $\pm 2.05$ )에서  $v$ 변동속도성분에 대한 확률밀도함수의 쌍봉형식의 형태는 한쪽으로 편향되었지만 계속 존재하고 있다. 그러나, 피치비가 더 작아짐에 따라, 이런 형태는 사라지게 된다. 그리고, 인접관에서의  $X$ 방향 및  $Y$ 방향 속도변동성분의 확률밀도함수의 분포형태도 뚜렷이 달라지게 된다. 특히,  $H/D=1.54$ 와  $1.23$ 의 경우에  $X$ 방향 속도변동의 확률밀도함수는 넓은 후류쪽에서는 양의 쪽으로( $u > 0$ 인 성분이 지배적), 좁은 후류쪽에서는 음의 쪽으로( $u < 0$ 인 성분이 지배적) 편향되어 있다. 따라서, 이 피치비에서의 넓은 후류영역에서는 칼만블텍스에 의한 와류유출이 존재하지 않음을 암시하고 있다.

#### 4. 결 론

일렬관군에서의 관 주위의 난류 후류 특성에 관한 실험적 연구결과는 다음과 같다.

(1) 유동형태는 관군의 피치비에 강하게 영향을 받는다.

(2) 피치비가 충분히 큰  $H/D=3.07$ 에서의 후류 특성은 단독관과 유사한 경향이며, 각 인접관들의 후류특성이 같다. 그러나,  $H/D \leq 2.05 \sim 2.46$ 에서는 인접관의 최소단면을 통과하는 분류의 편향흐름의 영향으로 넓은 후류영역과 좁은 후류영역이 한 조가 되어 서로 교대로 나타나며, 그 후류특성이 다르다. 그리고, 피치비가 작아질수록 이런 경향은 더욱 뚜렷해진다.

(3) 큰 피치비에 대한 근접후류의 유동은 칼만블텍스에 의한 주기적인 와류유출로 인하여 큰 크기의 코히어런트 구조가 우세한 비등방성난류를 나타낸다.

그러나, 피치비가 감소함에 따라, 칼만블텍스의 형성에 의한 와류유출이 불안정해진다. 따라서,  $H/D \leq 1.54$ 인 경우에는 넓은 후류영역에서는 칼만블텍스가 형성되지 않고, 좁은 후류영역에서만 칼만블텍스의 형성에 의한 와류유출이 있다.

#### 참 고 문 헌

- (1) Zukauskas, A., 1972, "Heat Transfer from Tubes in Crossflow", *Advances in Heat Transfer*, Vol. 8, Academic Press, New York, pp. 99~160.
- (2) Marek, J., Mauback, K. and Rehme, K., 1973, "Heat Transfer and Pressure Drop Performance of Rod Bundles Arranged in Square Arrays", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 16, pp. 2215~2228.
- (3) Nishikawa, E. and Ishigai, S., 1977, "Structure of Gas Flow and Its Pressure Loss in Tube Banks with Tubes Axes Normal to Flow", *Trans. of the JSME*, Vol. 43, No. 373, pp. 3310~3319.
- (4) Ishigai, S. and Nishikawa, E., 1974, "Structure of Gas Flow in Tube Banks with Tube Axes Normal to Flow", *Trans. of the JSME*, Vol. 40, No. 337, pp. 2599~2608.
- (5) Weaver, D.S. and Grover, L.K., 1978, "Cross Flow Induced Vibrations in a Tube Bank", *ASME Paper*, No. 78-PVP-25, pp. 1~15.
- (6) Kiya, M., Arie, M., Tamura, H. and Mori, H., 1980, "Vortex Shedding from Two Circular Cylinders in Staggered Arrangement", *Trans. of the ASME*, Vol. 102, pp. 166~173.
- (7) Aiba, S., Tsuchida, H. and Ota, T., 1982, "Heat Transfer around Tubes in In-line Tube Banks", *Bulletin of the JSME*, Vol. 25, No. 204, pp. 919~926.
- (8) Aiba, S., Tsuchida, H. and Oto, T., 1982, "Heat Transfer around Tubes in Staggered Tube Banks", *Bulletin of the JSME*, Vol. 25, No. 204, pp. 927~933.
- (9) Owen, F.K. and Johnson, D.A., 1980, "Measurements of Unsteady Vortex Flowfields", *AIAA Journal*, Vol. 18, No. 10, pp. 1173~1179.
- (10) Boisson, H.C., Chassaing, P., Minh, H.H. and Sevrain, A., 1981, "Some Characteristics of the Unsteady Wake Flow Past a Circular Cylinder", *IUTAM Symposium*, pp. 262~272.
- (11) 부정숙, 윤순현, 이종춘, 강창수, 1985, "원주뒤편의 2차원 후류유동특성", *대한기계학회논문집*, 제 9권, 제 5호, pp. 555~563.