

< 論 文 >

자유 유동 중에 놓인 회전하는 원추체의
난류 경계층 유동에 관한 연구

박 승 호* · 이 태 식**

(1983년 4월 19일 접수)

A Study on the Axisymmetric Turbulent Boundary Layer
over a Rotating Cone Submerged in a Free Stream

Seung Ho Park and Taik Sik Lee

Abstract

The momentum transfer in axisymmetric turbulent boundary layer over a rotating cone submerged in a free stream was studied by experiments and numerical analysis.

In numerical analysis the velocity profiles were calculated by finite difference method using Prandtl mixing length concept, and the results were compared with experimental results. The agreement was good. By the numerical analysis the wall friction coefficient was increased as the Reynolds number increased when the rotational speed is large, but the wall friction coefficient was decreased as the rotational speed increased.

기 호 설 명

영문자	
A_+	: van Driest 감쇄함수의 계수
A_i, B_i, C_i	: 유한차분식에서의 계수
a, b, c	: 일반 확산 방정식에서의 계수
$C_f (= \tau_w / \frac{1}{2} \rho u_\infty^2)$: 벽 마찰 계수
$C_{of} (= \tau_{ow} / \frac{1}{2} \rho v_{ow}^2)$: 와동 벽 마찰 계수
D	: van Driest 감쇄함수
d	: 일반 확산 방정식의 생성항
E	: 경계층 바깥경계
$H (= \delta_1 / \delta_2)$: 형상 계수
I	: 경계층 안쪽경계
k	: von Kármán 상수
K, K_1, K_2, K_3	: 압력계수

l	: 혼합거리
m''	: 단위시간, 단위면적당의 질량 유속
P	: 압력
P_i	: 정압
P_i	: 전압
$Re_n (= u_\infty \delta_2 / \nu)$: 운동량 레이놀즈 수
$Re_x (= u_\infty x / \nu)$: 레이놀즈 수
$Re_{2.5} (= u_{2.5} y_{2.5} / \nu)$: 연결점의 레이놀즈 수
Ri	: Richardson 수
R	: 원추체의 반지름
r	: 반지름 방향 좌표
u, v, v_θ	: x, y, θ 방향의 평균 속도 성분
u', v', v_θ'	: x, y, θ 방향의 요동 속도 성분
u_∞	: 자유 유동 속도
$u_r (= \sqrt{\tau_w / \rho})$: 마찰 속도
x	: 원추의 모선 방향의 좌표
y	: 원추의 모선에 수직방향의 좌표
θ	: 원추의 원주방향의 좌표

* 서울대학교 대학원

** 정회원, 서울대학교 공과대학

회합문자

- α : 원추체의 반쪽지각, 3공 피토우관
에 대한 유체의 입사각(yaw angle)
- β : 상수
- δ : 경계층의 두께
- $\delta_1 \left[= \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{u_{\infty}}\right) \frac{r}{R} dy \right]$: 경계층의 변위 두께
- $\delta_2 \left[= \int_0^{\delta} \frac{u}{u_{\infty}} \left(1 - \frac{u}{u_{\infty}}\right) \frac{r}{R} dy \right]$: 경계층의 운동량 두께
- λ : 혼합거리의 계수
- μ : 점성 계수
- ν : 동점성 계수
- ρ : 밀도
- τ : 전단 응력
- τ_w : x 방향 벽 전단 응력
- $\tau_{\theta w}$: θ 방향 벽 전단 응력
- ϕ : 일반 종속 함수
- ψ : 유동 함수
- Ω : 회전 속도
- ω : 무차원 유동 함수

첨 자

- $+$: 벽 좌표계의 무차원량 표시
- 2.5 : 연결점 표시
- d : 하류 표시
- E : 경계층 바깥값
- I : 벽에서의 값
- t : 난류 상태
- u : 상류 표시
- w : 벽에서의 값
- θ : θ 방향의 값

1. 서 론

원추체 주위에서 일어나는 운동량 전달 문제는 많은 연구가 거듭되어 오고 있는데, 이 문제는 미사일의 운동과 기체의 회전 요소 등을 해석하는 데에 있어서 대단히 중요하다.

Tien과 Tsuji¹⁾는 회전 원판에서 원심력에 의한 유동과 정지하고 있는 원추체 주위에 흐르는 자유 유동에 의한 경계층 유동을 참고로 하여 Perturbation 방법과 Series Expansion 방법으로 등은 회전 원추체 주위의 축대칭 층류 경계층에 대하여 유속과 온도 분포를 구하였다. 이들은 회전 원추체 주위의 유동이 비상

사적 성질을 가지고 있으므로 2가지 극단적인 경우, 즉 자유 유동 속도에 비하여 회전속도가 아주 큰 경우와 아주 작은 경우에 대하여 계산하였다. 위의 경우를 일반화하여 Koh와 Price²⁾는 변수 $(v_{\theta w}/u_{\infty})^2$ 가 0-20인 범위에서 수치적 결과를 얻었다.

한편, 와동을 가진 난류 유동의 경우에는 대부분이 제트에 대한 해석이었다. Lilly와 Chigier³⁾에 의하면 와도가 큰 경우에는 응력분포가 비등방성이기 때문에 난류 점성계수가 와도와 위치의 함수이지만 와도가 작은 경우에는 등방성이므로 혼합거리 변수가 균일하다는 것을 보였다. Koosinlin과 Lockwood⁴⁾는 와동에 대하여 난류 점성계수를 Prandtl 혼합거리 모델을 사용하여 공식화 하였다.

경계층 유동의 경우에는 Koosinlin, Launder와 Sharma⁵⁾가 주위의 자유유동이 없이 회전만 하는 원판과 원추체의 경계층 유동에 대하여 0-방정식 모델로 해석하였다. 여기서 원심력의 영향이 난류혼합과 난류 운동에너지를 증가 시키므로 이를 고려하기 위하여 이들은 Bradshaw⁶⁾가 Monin-Oboukhov 공식에서 유추한 무차원수를 수정하여 혼합거리에 적용 하였다. 후에, Launder, Priddin과 Sharma⁷⁾가 2-방정식 모델을 사용하여, 난류운동에너지와 소산(dissipation)으로 다른 형태의 무차원수를 정의 하였다.

실험은 Cham과 Head⁸⁾가 원판의 회전에 의하여 발생하는 경계층의 특징과 Entrainment를 측정 하였다. 이 결과와 적분 방정식으로 부터의 계산 결과를 비교하여서 적분 방정식으로도 쉽게 유동장을 예측할 수 있다고 하였다.

본 연구에서는 자유 유동에 와류가 동시에 존재하는 난류 경계층 유동을 해석하기 위하여 3공 피토우관으로 속도들 u 와 v_{θ} 를 측정 하였고, 이것을 STAN 5 프로그램⁹⁾으로 0-방정식 모델인 Prandtl 혼합거리 이론을 사용한 계산치와 비교하고, 위에서 정의된 무차원수의 영향을 조사 하였다.

2. 지배방정식 및 STAN5에 의한 해석

2.1. 지배방정식

원추체 들레의 유동 문제를 다루므로 Fig. 1에 표시된 원추형 극 좌표계를 사용 하였다.

문제를 축대칭 비압축성 유동이고, 경계층의 두께의 원추체 반지름에 대한 비(δ/R)가 무시될 정도로 작고, 정상 유동이라고 가정 하였으며, 표면의 거칠기는 무시

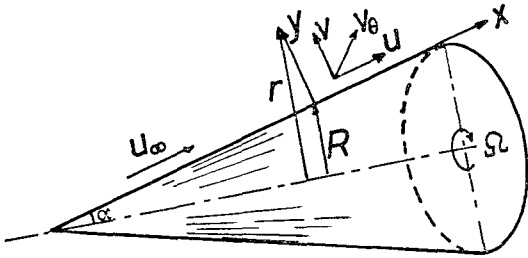


Fig. 1 Coordinate system

하였다.

연속 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial(ru)}{\partial x} + \frac{\partial(rv)}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

운동량 방정식은 다음과 같다⁵⁾.

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{\partial P}{\partial x} \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(r\mu \frac{\partial u}{\partial y} - r\overline{u'v'} \right) + \rho \frac{v_0^2}{r} \sin\alpha \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial}{\partial x} (rv_0) + \rho v \frac{\partial}{\partial y} (rv_0) \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ r^3 \mu \frac{\partial (v_0/r)}{\partial y} - r^2 \overline{v'v_0'} \right\} \end{aligned} \tag{3}$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\rho v_0^2 \cos\alpha}{r} \tag{4}$$

위의 지배 방정식들에 대한 $u(x, y)$, $v_0(x, y)$ 의 경계 조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} u(x, \infty) &= u_\infty(x), \quad u(x, 0) = 0 \\ v_0(x, 0) &= \Omega \cdot R, \quad v_0(x, \infty) = 0 \end{aligned} \tag{5}$$

난류 응력 $-\rho\overline{u'v'}$ 와 $-\rho\overline{v'v_0'}$ 에 대하여 다음과 같이 적당히 가정을 한다¹⁰⁾.

$$\overline{u'v'} = -\nu_t (\partial u / \partial y) \tag{6}$$

$$\overline{v'v_0'} = -\nu_t r \partial (v_0/r) / \partial y \tag{7}$$

따라서, x 와 θ 방향 운동량 방정식은 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} r \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{v_0^2}{r} \sin\alpha \end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned} u \frac{\partial}{\partial x} (rv_0) + v \frac{\partial}{\partial y} (rv_0) \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \nu_{eff} r^3 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_0}{r} \right) \right\} \end{aligned} \tag{9}$$

여기서,

$$\nu_{eff} = \nu + \nu_t \tag{10}$$

이다.

Koosinlin, et al⁴⁾에 의하면 난류 점성계수는 다음과 같이 주어진다.

$$\mu_t = \rho l^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left\{ r \frac{\partial (v_0/r)}{\partial y} \right\}^2 \right]^{1/2} \tag{11}$$

여기서

$$l = ky \{ 1 - \exp(-D) \}, \quad D = y_+ / A_+$$

이며, D 는 van Driest 감쇄 함수이다. y 가 $\lambda\delta/k$ 보다 큰 바깥쪽 구역에서는 $l = \lambda\delta$ 를 사용한다. $k=0.42$, $\lambda=0.085 \sim 0.095$ 를 주로 평면 경계층 유동에서 사용하나 본 연구에서는 혼합 거리가 늘어날 것을 예상하여 0.085와 0.132로 계산 하였다.

와도가 있는 유동에서는 속도 구배에 따른 전단력의 영향에 원심력의 영향을 고려하여 기존의 혼합거리 모델에의 수정이 필요하다. 와도는 각 운동량의 변화율에 따라 혼합거리 l 을 증가시키거나 감소시키므로 다음과 같이 무차원수를 정의 하였다⁵⁾.

$$l = l_0 (1 - \beta \cdot Ri) \tag{12}$$

여기서

$$Ri = \frac{2v_0 \cos\alpha / r^2 \partial (rv_0) / \partial y}{(\partial u / \partial y)^2 + \{ r \partial (v_0/r) / \partial y \}^2}$$

이며 β 는 상수이다. Ri 를 와동 Richardson 수라 하고 각 운동량이 벽에서 멀어져 감에 따라 감소하므로 l 은 β 가 양이면 증가하게 된다. 원심력 때문에 l 이 증가한다고 가정하여, β 를 0과 5로 하였다.

2.2. 유한 차분 방정식

(1) 벽 근처에서의 방정식

유한 차분법에서는 각각의 마디(node)들에서 어떤 물리량이 y 방향을 따라 불연속이 된다. 따라서, 속도 분포가 천천히 변하는 곳에서는 마디가 미세하지 않아도 되나, 난류의 경우에는 벽 근처에서 속도 구배가 크므로 아주 미세한 마디를 필요로 하게 된다. STAN 5에서는 벽 근처를 계산할 때에는 Couette 유형 방정식을 벽과 첫번째 마디에서 풀고 이 마디를 연결점이라 하고, 이 점에서 Couette 유형 방정식의 해가 유한 차분법에 의한 해와 연결되어서 벽 전단응력과 벽 마찰계수 등을 구할 수 있다.

STAN 5를 참조하면 벽 전단응력과 벽 마찰계수는 다음과 같다.

x 방향 :

$$\tau_w = \rho u_{2.5} \cdot \nu / (u_{+2.5})^2 \tag{13}$$

$$C_f = \tau_w / (\rho u_\infty^2 / 2) \tag{14}$$

θ 방향 :

$$\tau_{\theta w} = \frac{\rho u_{2.5}}{u_{2.5}^+ \phi_{2.5}^+} \left\{ \frac{Rv_{\theta w} - (rv_0)_{2.5}}{R} \right\} \tag{15}$$

$$C_{ef} = \tau_{\theta w} / (\rho v_{\theta w}^2 / 2) \tag{16}$$

여기서

$$u^* = u/u_i, \quad (17)$$

$$\phi^* = (rv_\theta - Rv_{\theta s}) \sqrt{\nu_\theta} / (\mu \partial(rv_\theta) / \partial y)_s \quad (18)$$

이다.

(2) 유한 차분 방정식

지배 방정식을 von Mises 변환과 무차원화에 의하여 Patankar-Spalding 좌표계로 바꾼다.

$$\omega = (\psi - \psi_i) / (\psi_E - \psi_i) \quad (19)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \left[\frac{r_i \dot{m}_i'' + \omega(r_E \dot{m}_E'' - r_i \dot{m}_i'')}{(\psi_E - \psi_i)} \right] \frac{\partial u}{\partial \omega} - \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{r^2 \rho u_{\text{eff}}}{(\psi_E - \psi_i)^2} \frac{\partial u}{\partial \omega} \right) = \frac{1}{\rho u} \left(-\frac{dP}{dx} + X \right) \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (rv_\theta) + \left[\frac{r_i \dot{m}_i'' + \omega(r_E \dot{m}_E'' - r_i \dot{m}_i'')}{(\psi_E - \psi_i)} \right] \frac{\partial}{\partial \omega} (rv_\theta) = \frac{\partial}{\partial \omega} \left| \frac{r^4 \rho u_{\text{eff}}}{(\psi_E - \psi_i)^2} \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{v_\theta}{r} \right) \right| \quad (21)$$

윗 식들을 다음과 같이 일반적으로 표시할 수 있다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} + (a + b\omega) \frac{\partial \phi}{\partial \omega} - \frac{\partial (c u_{\text{eff}} \partial \phi / \partial \omega)}{\partial \omega} = d \quad (22)$$

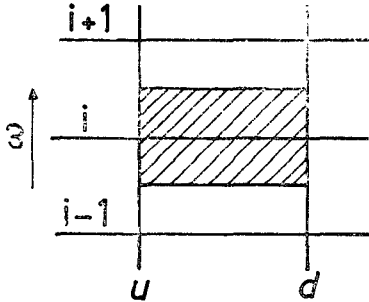


Fig. 2 The control volume

유한 차분 방정식을 얻기 위하여 Fig. 2와 같이 검사체를 잡는다. 이때, (1) 유한 검사체적상에서 적분 방정식을 세운다. (2) 적분시에 종속함수들이 선형으로 변화한다고 가정한다.

위의 일반화된 식을 다음과 같은 유한차분 방정식으로 나타낼 수 있다.

$$\phi_{\delta, i} = A_i \phi_{\delta, i+1} + B_i \phi_{\delta, i-1} + C_i$$

여기서 A_i, B_i, C_i 는 상류에서 얻어진 계수이다. 이 식을 경계조건과 tridiagonal matrix를 사용하여 종속함수 등을 구한다⁹⁾.

3. 실험 장치 및 방법

3.1. 실험용 원추체와 3공 피토우관

실험용 원추체는 길이 53.2 cm, 최대 반지름 4.25 cm 인 나무로 되어 있으며 꼭지점의 각도는 약 9.2도 정도이다. 표면의 거칠기를 피도록 없애기 위해 밀납을 녹여 바른 후에 다듬질을 하였다.

3공 피토우관은 Fig. 3에 표시된 것과 같이 안지름 0.5 mm, 바깥지름 0.7 mm 인 주사바늘 3개를 평행히 붙였다.

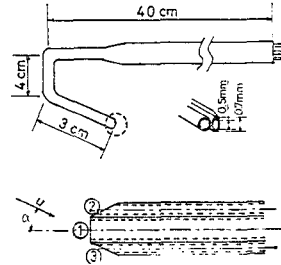


Fig. 3 3-hole pitot tube

3.2. 실험장치

Fig. 4에 실험장치의 계통도를 나타내었다. 3.1절

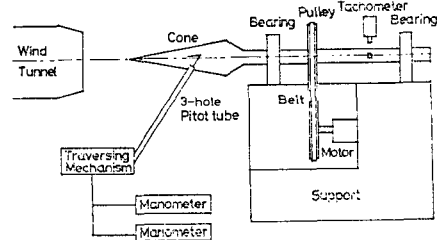


Fig. 4 Schematic diagram of experimental set-up

에서 설명한 원추체를 안지름 38 mm 인 스테인레스강 관으로 만들어진 축에 설치 하였으며, 이 축은 2개의 베어링에 의해 지지 되게끔 하였다. 축과 원추체는 V-벨트와 풀리 장치를 통해 3/4HP 모터로 구동 하였다. 그리고 피토우관은 0.05 mm 간격으로 정확하게 이동시킬 수 있는 이송장치 위에 설치 하였다. 압력은 0.1mm H₂O 까지 잴 수 있는 digital manometer 로 측정 하였다.

3.3. 실험 방법

유속을 얻기 위하여 우선 피토우관의 calibration 을 하였다. Calibration 은 Fig. 3과 같은 3공 피토우관 축을 유동 방향에 대하여 회전시켜 양측면에서의 압력이 같도록 하여, 이때의 유동 방향에 대한 피토우관의 의자도(yaw angle)를 $\alpha = 0$ 로 한다. 어느 한 속도를 택하여 일정한 각도 간격으로 피토우관을 회전시켜 Fig. 3에서의 압력구멍 ①, ②, ③으로부터 각각의 압력 P_1, P_2, P_3 를 측정 하였다. 정압 피토우관을 3공 피토우관에 근접하게 설치 고정하여 정압 (P_s)을 측정 하였다. 이 압력들로부터 다음과 같이 정의되는 압력계수 K_1, K_2, K_3 및 K 를 구한다.

$$P_1 = P_i + K_1 \left(\frac{1}{2} \rho u^2 \right) \quad (23)$$

$$P_2 = P_i + K_2 \left(\frac{1}{2} \rho u^2 \right) \quad (24)$$

$$P_3 = P_i + K_3 \left(\frac{1}{2} \rho u^2 \right) \quad (25)$$

$$\frac{P_3 - P_1}{P_2 - P_1} = \frac{K_3 - K_1}{K_2 - K_1} = K \quad (26)$$

K_1, K_2, K_3 및 K 에 대한 calibration 곡선이 Fig. 5에 표시되어 있다.

보통 이 곡선들 만으로 속도를 계산하나 본 실험에서는 피토우관의 중앙 구멍이 양측의 구멍들과 나란히 있지 않고 약간 더 벽으로부터 떨어져 있으므로 중앙 구멍에서는 조금 더 큰 압력치가 얻혀지기 때문에 P_3/P_2 의 값과 P_1/P_2 의 값을 역시 각각의 α 에 따라 구하여서 Fig. 6에 표시 하였고, 이 곡선으로 속도를 구하

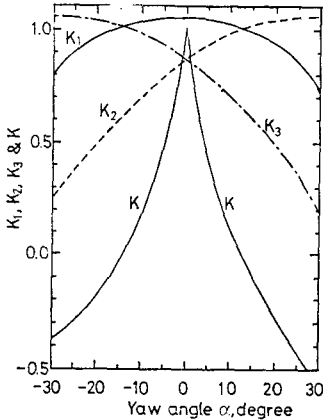


Fig. 5 Calibration curves of K_1, K_2, K_3 and K

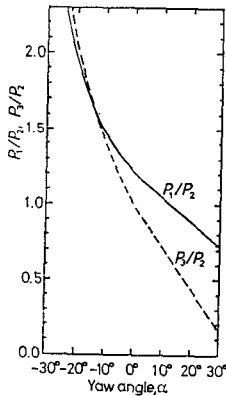


Fig. 6 Calibration curves of P_1/P_2 and P_3/P_2

였다. Fig. 5의 K 의 곡선에서는 $\alpha > 0$ 일 때는 K 대신 $1/K$ 값으로 표시 하였다.

미지의 유속을 구하기 위하여 다음과 같이 행 하였다. 원추체의 표면이 곡면이므로 피토우관의 양측의 구멍

이 곡면으로부터 같은 거리를 유지하고, 원추체의 x -방향에 피토우관이 평행을 유지하도록 경계층 바깥부분에서 압력 P_2 와 P_3 가 같도록 하고 경계층 안에서도 역시 P_2 와 P_3 가 같도록 피토우관을 설치 하였다. 다음에 측정하고자 하는 점에서 피토우관과 유체의 유동방향과의 사잇각을 구하기 위하여 원추체의 회전 없이 그 점에서 압력을 측정 하였고, 또 그 점에서 회전이 있을 경우의 압력을 측정하여, 원추체의 회전에 의하여 바뀐 유동 방향을 알 수 있었다. 따라서 원추체의 회전때와 비회전때의 α (yaw angle)의 차이와 calibration 곡선으로부터 구하고자 하는 유속 u 와 v_0 를 구하였다.

4. 결과 및 검토

먼저 실험에서 연구 목적인 난류 경계층을 이루는가를 알기 위하여 STAN 5로 계산된 층류 경계층에 대한 결과와 실험 결과를 Fig. 7에 표시 하였다.

여기서 실선은 계산 결과를 나타낸 것이고 실험 결과와 비교할 때 원추체의 꼭지점에서 가장 가까운 $x = 26.7$ cm인 곳에서는 양자가 잘 일치 하였다. 그러나 x 가 커지면 잘 맞지 않았다. 이는 경계층이 천이구역인 것으로 보인다. 이리하여 실험에서 난류 경계층을 얻기 위하여 굵기 1.2 mm의 트립핑 와이어 (tripping wire)를 원추체의 꼭지점에서 약 8 cm 떨어진 곳에 설치 하였다. 굵기의 변화나 설치 위치의 변화는 속도 분포에 그다지 변화를 주지 않았다. 트립핑 와이어 설치 전의 경계층의 두께는 2~3 mm 정도였고 설치후는 5~8 mm로 되었다.

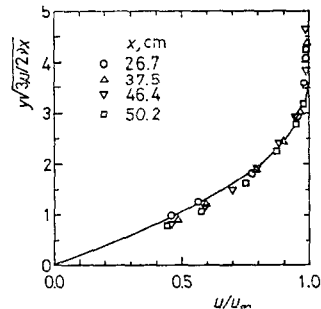


Fig. 7 Comparison between the analytical results and experimental results for the laminar boundary layer

다음에 STAN 5의 신빙성을 검증하기 위하여 상사해가 존재하는 무한히 큰 회전원판의 층류 경계층에 대하여 STAN 5의 계산결과와 상사해를 비교한 것을

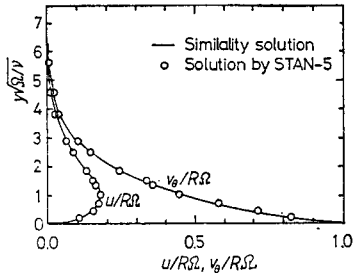


Fig. 8 Comparison between the similar solution and the solution by STAN 5 for a rotating disc laminar boundary layer

Fig. 8에 나타 내었는때 양자는 완전히 일치 하였다.

원추체가 회전하지 않고 자유 유동만 있는 경우의 난류 경계층 안의 유속 분포가 Fig. 9에 표시되어 있다. 실선은 혼합거리 계수 $\lambda=0.085$ 일 때이고, 점선은 $\lambda=0.132$ 일 때이다. $\lambda=0.085$ 일 때의 계산치와 실험치와의 오차가 약 10% 되었으나 $\lambda=0.132$ 일 때는 양자가 잘 일치 하였다.

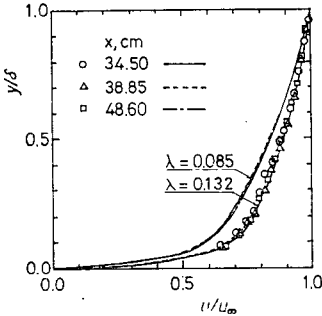


Fig. 9 Dimensionless velocity profiles in the turbulent boundary layer only with the free stream ($u=19.7$ m/s, $Q=0$ rpm)

Fig. 10은 위의 경우의 속도 분포를 벽 좌표계로 나타낸 것이다. 일반적으로 쓰이는 로그 상관 관계식 $u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + C$ 에서 C 가 5.1과 4.6 사이였다. 원추체의 꼭지점에 가까와 질수록 C 가 4.6에 접근 하였다.

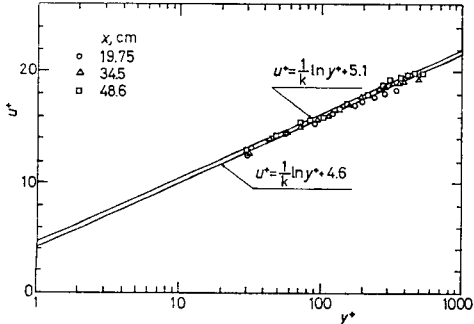


Fig. 10 Turbulent boundary layer profiles in wall coordinates for the case of Fig. 9

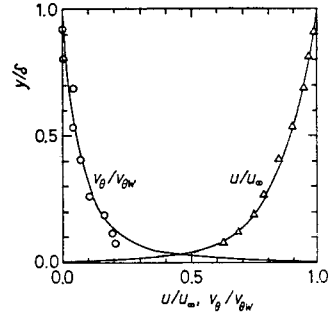


Fig. 11 Dimensionless velocity profiles in the turbulent boundary layer with $u_{\infty}=19.7$ m/s, $Q=1, 270$ rpm

이는 λ 가 0.085보다 0.132로 되어 k 가 잘 맞는 구역이 넓어짐을 뜻하고, 따라서 혼합거리도 평균 유동때보다 크다고 볼 수 있다.

Fig. 11은 자유 유동 속도가 19.7 m/s이고, 회전속도가 1, 270 rpm인 때이다. 역시 $\lambda=0.132$ 이다. β 를 0과 5로 하여 비교 하였으나 차이가 거의 없었다. 따라서 본 연구와 같이 자유 유동 속도가 벽에서의 원주 방향 속도보다 상당히 큰 경우에는 와동에 의한 무차원 리차드슨(Richardson) 수가 큰 의미를 갖지 못하였다. Fig. 12는 자유유동 속도가 15.05 m/s, 회전속도가 1, 260 rpm인 때이다. 이 경우도 $\lambda=0.132$ 이다.

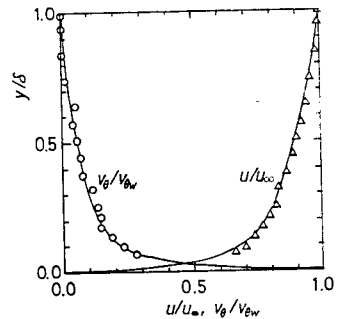


Fig. 12 Dimensionless velocity profiles in the turbulent boundary layer with $u_{\infty}=15.05$ m/s, $Q=1, 260$ rpm

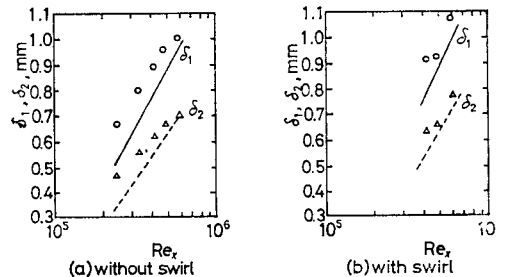


Fig. 13 Displacement and momentum thicknesses

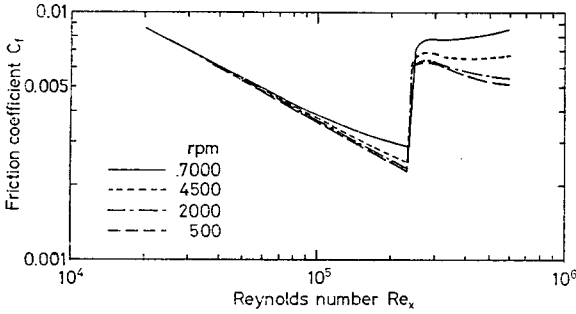


Fig. 14 Wall friction coefficient for the rotating cone with free stream

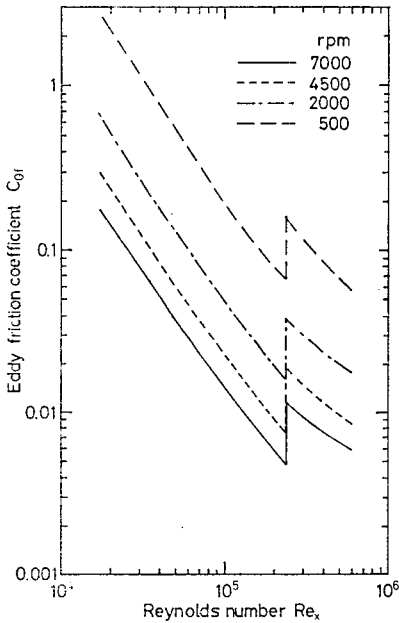


Fig. 15 Wall swirl friction coefficient for the rotating cone with free stream

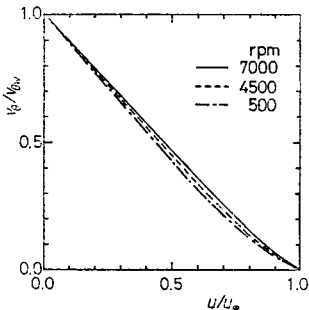


Fig. 16 Polar plot of the mean velocity profile

Fig. 13 은 경계층의 변위 두께 δ_1 과 운동량 두께 δ_2 를 나타낸 것이며 계산치가 실험치 보다 약간 작게 나타났으나 거의 일치하고 있는 것을 볼 수 있다.

Fig. 14 에서는 벽 마찰계수 C_f 를 나타낸 것이다. 이는 운동량 두께 레이놀즈수 (Re_m) 가 200 이상에서 난류라고 가정하여 STAN 5 로 계산한 결과이다.

Fig. 15 에서는 와동 마찰계수를 나타 내었다. 회전속도가 커짐에 따라 와동 마찰계수는 작아 졌으나 각각의 경우에 대한 곡선의 기울기는 거의 같았다.

Fig. 16 은 경계층안에서의 v_0 와 u 와의 관계를 표시한 것이다. $v_0/v_{0w} = C(1 - u/u_{0w})$ 라 하면 $C_{0r}/C_f = Cu_{0w}/(RQ)$ 가 된다. 계산 결과로 부터 회전속도가 500rpm 인 경우 C 는 약 1.1 이었고 7,000 rpm 인 경우 C 는 약 1.0 이었다. 이는 Fig. 16 에서 회전속도가 커짐에 따라 곡선이 직선 $v_0/v_{0w} = 1 - (u/u_{0w})$ 에 접근한다는 것과 일치한다. 그리고 C_{0r} 가 Q 에 역비례하므로 Fig. 15 에서 회전속도가 커짐에 따라 와동 벽 마찰계수가 작아짐을 알 수 있다.

5. 결 론

자유 유동 중에 놓인 회전하는 원추체의 난류 경계층 안에서의 속도 분포를 실험과 수치해석을 하여 비교 하였다.

자유 유동이 없는 경우에는 Koosinlin, et al⁵⁾ 에 의하면 Richardson 수가 계산된 결과에 미치는 영향이 컸으나 본 연구에서는 자유유동 속도가 최대 원주방향 속도보다 상당히 크므로 무차원 Richardson 수의 영향이 작았다.

혼합거리 계수 λ 가 0.132 인 경우에 계산치와 실험치가 아주 잘 일치 하였으므로 k (von Kármán 상수) 가 잘 맞는 구역이 넓어졌음을 예측 하였다.

계산 결과로부터 벽 마찰계수는 회전속도가 클 때 컸고, 이 때 레이놀즈수에 따라 컸다. 그리고 회전속도의 증가에 따라 와동 벽 마찰 계수가 작아졌다.

회전속도가 커질수록 u/u_{0w} 와 v_0/v_{0w} 의 관계가 직선적으로 되었고, 이로부터 u/u_{0w} 를 알면 v_0/v_{0w} 의 존재 범위를 예측할 수 있었다.

참 고 문 헌

1. C. L. Tien, and I. J. Tsuji, "A Theoretical Analysis of Laminar Forced Flow and Heat Transfer about A Rotating Cone", *Trans. ASME, J. Heat*

- Transfer*, Vol. 87, 1965.
2. J. C. Y. Koh and J. F. Price, "Nonsimilar Boundary Layer Heat Transfer of A Rotating Cone in Forced Flow", *Trans. ASME, J. Heat Transfer* Vol. 89, 1967, pp.139-145.
 3. D. G. Lilley and N. A. Chigier, "Nonisotropic Turbulent Stress Distribution in Swirling Flows from Mean Value Distributions," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 14, 1972, pp.573-585.
 4. M. L. Koosinlin and F. C. Lockwood, "The Prediction of Axisymmetric Turbulent Swirling Boundary Layer", *AIAA J.* Vol. 12, No. 4, 1974, pp.547-554.
 5. M. L. Koosinlin and B. E. Launder and B. I. Sharma, "Prediction of Momentum, Heat and Mass Transfer in Swirling Turbulent Boundary Layers," *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, Vol. 96, 1974, pp.204-209.
 6. P. Bradshaw, "The Analogy between Streamline Curvature and Buoyancy in Turbulent Shear Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 36, part 1, 1969, pp.177-191.
 7. B. E. Launder, C. H. Priddin and B. I. Sharma, "The Calculation of Turbulent Boundary Layers on Spinning and Curved Surfaces," *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, Vol. 99, 1977, pp.231-239.
 8. T. S. Cham and N. R. Head, "Turbulent Boundary Layer Flows on A Rotating Disc," *J. Fluid Mech.*, Vol. 37, 1969, pp.129-147.
 9. M. E. Crawford and W. M. Kays, "STAN5-A Program For Numerical Computation of 2-Dimensional Internal and External Boundary Layer Flows," *Report HMT-23, Stanford Univ.*, Dec., 1975.
 10. D. G. Lilley, "Prediction of Inert Turbulent Swirling Flows," *AIAA J.*, Vol. 17, No. 7, 1973, pp.955-960.