

〈論 文〉

조도가 후향계단 주위의 난류 유동에 미치는 영향에 대한 실험적 연구

김병남* · 정명균**

(1991년 5월 10일 접수)

An Experimental Study of Roughness Effects on the Turbulent Flow Downstream of a Backward-Facing Step

Byung Nam Kim and Myung Kyoong Chung

Key Words : Turbulent Reattaching Flow(난류 재부착 흐름), Redeveloping Turbulent Boundary Layer(재발달 난류 경계층), Plane Mixing Layer(평면 혼합층), d-type and k-type Roughness(d-형과 k-형 조도), Roughness Function(조도함수), Error in Origin(원점오차), Forward-Flow Fraction(전방유동 정도), Split Film Sensor(분리막 센서)

Abstract

An experiment has been carried out to investigate the aerodynamic effect of surface roughness on the characteristics of the turbulent separating and reattaching flow downstream of a backward-facing step. The distributions of boundary layer parameters, forward-flow fraction and turbulent stresses in the region near the reattachment point are measured with a split film sensor. It is demonstrated that the streamwise distributions of the forward-flow fraction in the recirculation and reattachment regions are similar, independent of the roughness. The reattachment length is found to be only weakly affected by the roughness. It is also shown that the velocity profile on the rough surface approaches to that of the equilibrium turbulent boundary layer faster than that on the smooth surface in the redeveloping region after reattachment.

기호설명

AR : 종횡비, W/h

C_f : 표면 마찰 계수, $\tau_w/\frac{1}{2}\rho U_\infty^2$.

$\Delta u/u_\tau$: 조도함수(roughness function)

E_1, E_2 : 분리막 센서의 각 채널 출력전압.

$\text{erf}(x)$: Gaussian 오차함수, $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$

f : 주파수

G : Clauser 형상계수, $\int_0^\theta \left(\frac{u_\tau - u}{u_\tau}\right)^2 dy$
 $= \frac{H-1}{H} \sqrt{\frac{2}{C_f}}$

h : 계단높이, 20mm

H : 경계층 형상인자, δ^*/θ

k : 조도 높이, Fig. 1

k^+ : 조도 레이놀즈 수, $u_\tau k/\nu$

l : (x, z) 평면에서 조도의 횡방향 길이, Fig.1

p : 정압

Re_h : 계단높이를 기준으로한 레놀즈수, $U_\infty h/\nu$

*한국과학기술원 기계공학과

**정회원, 한국과학기술원 기계공학과

- Re_o : 운동량 두께를 기준으로한 레이놀즈 수,
 $U_o\theta/\nu$
- s : x 방향의 조도 두께, Fig. 1
- $sgn(x)$: 신호 함수, $1(x>0$ 일때) 또는 $-1(x<0$ 일때)
- U, V : 유동방향 및 유동방향에 수직한 평균속도,
 $u-u', v-v'$
- U_e : 경계층 가장자리에서 유동방향 속도
- U_N : 분리막 센서 축에 수직한 전체 속도
- U_o : 기준점에서 유동방향 평균속도
- u, v : 유동방향 및 유동방향에 수직한 속도,
 $U+u', V+v'$
- u', v' : 유동방향 및 유동방향에 수직한 속도떨림,
 $u-U, v-V$
- u^+ : 무차원 속도, U/u_τ
- u_τ : 마찰 속도, $(\tau_w/\rho)^{1/2}$
- V_{REF} : 비교전자회로의 기준전압
- w : 조도간의 홈 폭, Fig. 1
- W : 시험부 폭, 250mm
- X^* : 재부착 길이로 무차원화한 유동방향 길이,
 $(x-X_R)/X_R$
- X_R : 재부착 길이
- x, y : 계단 하단부 끝 원점에서 유동방향과 수직
방향 좌표
- x_o, y_o : 기준점의 유동방향과 수직방향 위치
- y^+ : 무차원화한 수직방향 좌표, yu_τ/ν
- z : 채널 중심 원점에서의 횡방향 좌표
- β : Clauser 평형매개변수, $(\delta^*/\tau_w)(dp/dx)$
- Δ : 결손두께, $\int_0^{\delta} \left(\frac{u_\tau - u}{u_\tau} \right) dy = \delta^* \sqrt{\frac{2}{C_f}}$
- δ : 경계층 두께
- δ^* : 배제 두께
- δ_o : 기준점에서 경계층 두께
- ϵ : 원점오차(error in origin)
- γ_p : 주어진 x, y 좌표에서 전방유동 정도
- γ_{pw} : 주어진 x 좌표 벽면에서의 γ_p 의 값
- λ : 조도간의 간격, Fig. 1
- θ : 운동량 두께 또는 분리막 센서 축에 수직
한 전(全) 속도의 피치각
- ρ : 공기밀도
- ν : 공기의 동점성 계수
- τ_w : 벽면 전단응력

상첨자

: 시간 평균에 대하여

: 떨림에 대하여

하첨자

- N : 수직방향
- R : 재부착점
- w : 벽면
- o : 기준점 ($x_o = -30\text{mm}, y_o = h+80\text{mm}$)
- τ : 총 전단응력(점성응력과 난류 전단응력의 합)

1. 서 론

난류유동의 박리(剝離)와 재부착 현상은 확산기, 연소실, 항공기 날개, 터보기계 및 빌딩, 댐과 같은 건축물 주위의 유동 흐름 등에서 자주 접하는 공학의 응용문제임에도 불구하고 매우 복잡한 유동 형태를 가지고 있어 이에 대한 이해가 부족하여 어떠한 인자들이 재부착 현상에 영향을 미치는지는 아직도 명확히 규명되어 있지 않다. 이러한 재부착 흐름의 한가지인 후향계단(backward-facing step) 주위의 흐름은 급팽창 단순형상 주변의 유동이지만 재부착 유동의 모든 물리적인 제(諸) 현상을 포함하고 있어서 후향계단 유동에 대한 연구로 얻어지는 결과들은 많은 실제적인 상황에 적용할 수 있다. 후향계단은 계단의 끝에 박리선이 거의 직선으로 고정되어 있어서 순간박리점의 비정상변동으로 야기되는 유동장의 변화를 고려할 필요가 없으므로 재부착 과정의 연구가 보다 용이하다. 또한 담벽, 공동(空洞), 전향계단 등 대부분의 재부착 유동에 비해 매우 간단한 형상임에도 불구하고 후향계단 주위의 유동은 여러 특징적인 흐름형태에 따라 7개의 흐름구간으로 나눌 수 있다. 이런 7개의 흐름구간은 유동의 비정상성 때문에 영역의 경계가 뚜렷하지는 않지만, 여러 영역간의 상호작용은 박리와 재부착 유동의 일반적인 물리적 구조를 밝히는데 중요한 정보를 갖는다. 계단 상류의 유동은 바닥벽과 천장에 의한 경계층과 중심 부위의 포텐셜 유동 구간으로 이루어져 있으며, 계단 끝에서 자유전단 흐름이 형성되어 유동의 구조가 바뀌어 진다. 이와 같이 형성된 자유전단흐름은 아래벽에 충돌할 때까지 하류로 감에 따라 질량유입에 의해 그 폭이 성장하게 되며, 벽과 충돌된 재부착 영역에서의 전단 흐름은 벽근처에서 상류 또는 하류로 유동이 분리되는 강한 난류 영역을 발생시킨다. 바닥 벽과의 상호 작용과 강한 역압력 구배로 인해 재부착영역

에서 다시 상류로 흐르는 일부분의 유동은 계단의 구석 부위에 재순환 영역을 형성하게되어 자유전단 흐름에 의해 재유입된다. 그리고 하류로 향하는 나머지 유체는 벽에 의해 다시 평형 난류경계층으로 접근하게 된다. 박리된 전단흐름의 초기 유동은 평면혼합층과 매우 비슷하나 가장 두드러진 다른점은 전단층은 저속영역이 강한 난류인데 비해 전형적인 평면 혼합층은 약한 난류라는 것이다. 재부착 유동은 하류로 감에 따라 난류강도가 작아지게 되며 동시에 새로운 아-경계층(亞境界層)이 성장하기 시작하나 재부착 전단층의 바깥부분은 하류거리 $50h$ 까지도 자유전단흐름과 아주 흡사함을 볼 때 박리된 전단 층에서 발생한 대규모 에디(large-scale eddy)가 지속되고 있음을 보여준다⁽¹⁾. 또한 후향계단 뒤의 재부착 현상은 박리된 전단층과 부근 흐름과의 복잡한 상호작용으로 이루어져 있으며 이 상호작용의 조건은 박리 및 재부착될 때의 흐름 상태에 따라 크게 달라진다. Kim et al.⁽²⁾은 후향계단 뒤의 재부착 흐름을 다음과 같은 세가지 흐름형태, 즉, (1) 층류상태로 박리되어 층류상태로 재부착되는 경우, (2) 층류상태로 박리되어 난류 상태로 재부착 되는 경우, (3) 난류상태로 박리되어 난류 상태로 재부착 되는 경우로 분류하였다. 본 실험에서의 위의 (3)의 경우만을 고려하였다. 지금까지 재부착 흐름에 대해 많은 연구가 이루어져 왔으나 대부분의 연구들이 서로 다른 실험조건에서 연관성이 없이 수행되어 각 실험마다 큰 차이를 보이고

있다. 이러한 차이는 주로 실험 조건에서 비롯된 것으로 Eaton and Johnston⁽³⁾은 지금까지의 연구 결과들을 분석하여 다음과 같은 물리적 인자들이 실험치들간의 차이의 주된 원인일 것으로 추정하였다. 이들이 제시한 인자들은 (1) 초기 경계층의 흐름상태(층류, 천이, 난류), (2) 초기 경계층두께, (3) 자유흐름의 난류강도, (4) 흐름방향 압력구배, (5) 종횡비($AR=W/h$) 등이다. 이와같이 재부착 흐름에 대한 실험마다 초기 조건이나 팽창비를 비롯한 실험조건들이 서로 달라 각 인자들의 영향이 중첩되어 실험치들의 비교가 어렵고 일정한 경향을 찾기도 어려운 형편이다. 본 실험에서는 다른 실험 조건은 일정하게 유지하면서 아래 벽면의 표면조도를 체계적으로 변화시켜 표면조도가 후향계단 뒤의 재부착 흐름 및 재발달경계층에 미치는 영향을 조사하고자 하며 구체적인 내용은 다음과 같다.

- (1) 표면조도가 재부착길이와 재발달경계층에 미치는 영향의 조사.
- (2) 표면조도가 평균속도와 난류량 분포에 미치는 영향의 조사.
- (3) 여러 종류 표면조도 변화에 따른 재부착길이와 재발달경계층 회복에 미치는 영향과 결과의 상호 비교.

2. 실험장치, 실험기기 및 실험 방법

2.1 풍동, 시험부 및 표면조도(表面粗度)

본 실험에 사용된 풍동은 5마력 교류 3상 전동기

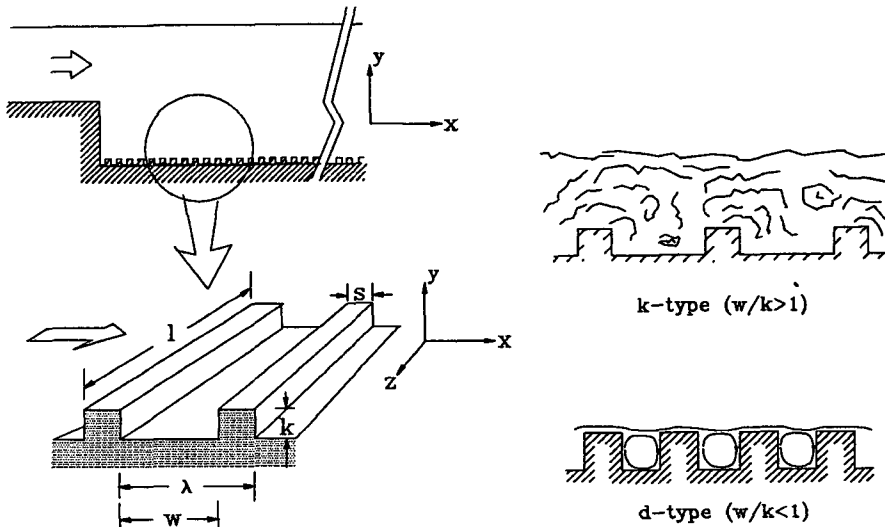


Fig. 1 Surface roughness geometries and flow patterns

Table 1 Roughness dimensions.

surface	k (mm)	w (mm)	s (mm)	span, l (mm)
d -type	0.7	0.5	0.5	250
k -type	0.7	2.0	0.5	250
k -type	0.7	3.5	0.5	250

로 구동되며 가변기를 사용하여 시험부 입구의 자유흐름 속도를 0~24m/sec로 조정할 수 있는 개방 송출형(開放送出形)으로서 설계방법은 Metha and Bradshaw⁽⁴⁾에 따라 제작되었다. 시험부는 계단부와 직사각형의 풍동부로 나누어진다. 후향계단의 전방부의 계단부는 두께 10mm의 아크릴로 제작되었으며 길이 400mm, 폭 250mm, 높이 150mm이다. 또 끝에는 'ㄱ'자 모양의 계단벽이 달려있다. 후향계단의 후방부인 풍동부도 역시 10mm 아크릴로 제작되었으며 크기는 길이 2000mm, 폭 250mm, 높이 170mm이다. 인공(人工) 표면조도를 갖는 평판은 10mm 아크릴판 위에 연속적으로 2차원 횡 홈(two-dimensional spanwise groove)을 가공하여 풍동의 아래 평판위에 덧 붙여서 만들었다(Fig. 1). Fig. 1에서 w/k 가 1보다 작으면 d -형, 1보다 크면 k -형으로 정의하며 표면조도 크기는 Table 1에 명시되어 있다.

2.2 실험 기기 및 실험 방법

재부착 흐름은 난류강도가 크고 빈번한 역흐름이 존재하여 열선 풍속계나 피토포를 사용하는데 많은 어려움이 따른다. 따라서 여기서는 재부착 영역의 속도분포는 분리막 센서를 사용하여 측정하였다. 기준점의 자유흐름 평균속도는 측정부의 직경이 3/32인치인 United Sensor사의 PAB-12-KL 표준 피토포-정압관을 사용하며 시험부 입구의 초기 경계층의 평균 속도 분포는 United Sensor사의 BA-0.020-12-C-11-0.650 경계층 피토포관으로 측정하였다.

(1) 분리막 센서(split film sensor)

분리막 센서는 1970년대 초에 새로이 개발된 측정기기로서 하나의 몸체로 되어 있으면서 X형 열선처럼 2차원 흐름을 측정할 수 있도록 고안된 것이다. 즉 비교적 큰 난류강도에서도 사용할 수 있

는 단일 I형 열선풍속계의 장점과 흐름방향과 수직방향의 속도성분을 얻을 수 있는 X형 열선풍속계의 장점을 같이 얻고자 고안된 것이다. 이와같은 분리막 센서의 단면은 Fig. 2에서 보듯이 수정봉(水晶棒)의 절반씩을 각각 절연된 백금막을 작은 틈(split)으로 띄어 씌운 구조로 되어있다. 각 백금막들을 서로 독립된 2개의 정온풍속계에 연결시켜 봉 주위의 열전달 변화를 측정하여 속도를 구할 수 있다. 센서를 흐름속에 넣으면 수정봉 원주상의 대류열전달 형태는 전(全)속도 벡터, U_N 의 수직방향에 대해 비대칭형으로 Fig. 2와 같이 분포된다. 이 비대칭형 대류열전달 분포는 속도 변화에 따라 그 형태와 크기가 바뀌므로 두 막의 열전달 차이에서 속도의 크기와 방향에 대한 관계식을 얻을 수 있어 X형 열선처럼 흐름방향과 흐름에 수직한 방향의 속도성분을 얻을 수 있다. 이 센서는 크기가 X형 열선이나 PWA(pulsed-wire anemometer)보다 작아 속도구배가 큰 구역에서도 높은 공간분해능(空間分解能)을 얻을 수 있고 흐름에 적은 교란을 미치므로 벽면에 보다 가까이 접근시킬 수 있어 경계층 흐름 측정에 매우 유용하다. 또한 수정봉의 측방향 성분에 대해서는 둔감하므로 X형열선을 사용하기가 곤란한 큰 난류강도가 있는 경우에도 사용할 수 있으며 두 백금막의 열전달 차이에서 흐름의 방향을 감지할 수 있다. 또한 이 센서는 사용가능한 속도범위가 제한되지 않으며 튼튼하고 오염에 비교적 둔감하다는 장점이 있다. 반면에 번거로운 속도검정이 필요하고 다른 열막풍속도계(hot-film anemometer)와 마찬가지로 주파수 응답특성이 비교적 빠르지 않다는 단점이 있다. 라⁽⁵⁾는 각 검정속도(3.7~25m/s)에 대해 피치(pitch)각을 -130°에서 140°로 변화시켜 가면서 속도크기 및 피치각에 대한 각 채널의 출력전압 응답곡선을 얻었고 이는 비교적 큰 피치각에서도 보다 정확히 사용할 수

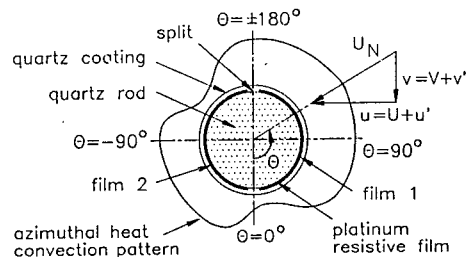


Fig. 2 Cross section of the split film sensor

있도록 개선되었다. (Fig. 3 참조)

(2) 전방유동 정도(程度)

전방유동 정도(forward-flow fraction), γ_p 는 총 측정시간에서 역흐름을 제외한 전방방향의 흐름이 차지하는 시간의 비율로 정의된다^(6,7). 즉 $\gamma_p=1$ 이면 측정시간내의 모든 흐름이 항상 전방방향이고 $\gamma_p=0$ 이면 모든 유체가 역방향인 후방방향으로 흐르고 있음을 의미한다. γ_p 는 흐름의 재부착 상태 및 구조를 알려주는 중요한 인자로서 Eaton and Johnston⁽⁸⁾과 Westphal and Johnston⁽⁹⁾등의 연구에 의하면 표면마찰계수가 0이 되는 재부착점과 박리점이 γ_{pw} 가 50%인 곳과 일치하는 것으로 알려져

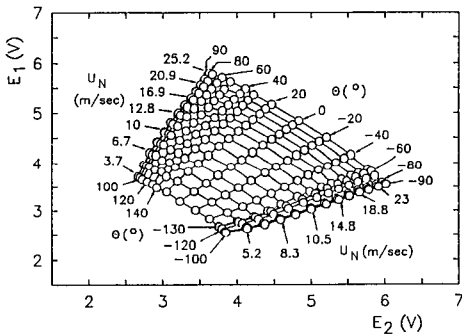


Fig. 3 Calibration identification field of the split film sensor

있다. 따라서 재부착각이를 정확히 구하기 위해서는 γ_{pw} 의 측정이 필요하다. γ_p 측정방법은 분리막 센서를 사용하여 개발한 라⁽⁶⁾의 방법을 이용하였다. Fig. 3의 출력전압 곡선에서 알 수 있듯이 흐름이 직접 닿는 쪽의 채널(channel)에서 얻어지는 출력전압이 다른 쪽 채널보다 항상 크므로 두막의 출력전압을 비교하면 간단히 흐름 방향을 알 수 있다. 따라서 별도의 속도 검출을 하지 않고서도 γ_p 를 손쉽게 얻을 수 있다. 이 방법은 기존의 센서를 사용하므로 새로운 센서를 제작할 필요가 없어 간단하고 제작비가 절감되는 장점이 있다. 또한 공간 분해능이 뛰어나므로 벽면에 가까이 접근시킬 수 있어 γ_p 및 γ_{pw} 를 전부 결정할 수 있다. 이는 두 CTA(constant temperature anemometer)의 출력전압을 전자회로로 비교하여 직접 γ_p 를 얻을 수 있는 아날로그(analog) 방법이다. 간단히 소개하면, 비교전자회로⁽⁵⁾에 의해 $\gamma_p=1$ 일때는 양의 전압이, $\gamma_p=0$ 일때는 음의 전압이 증폭 출력되어 비교기에 입력된 후 다시 V_{ref} 혹은 0(V)가 출력된다. 이 비교전자회로의 출력전압은 Fig. 4와 같이 디지털 신호처리계를 사용하여 처리하였다. 라⁽⁶⁾에 의하면 100Hz 정도가 적당하였기 때문에 TSI1057 signal conditioner의 최하 저역통과 절단주파수가 200Hz로는 적당치 않아 TSI IFA 100 signal conditioner

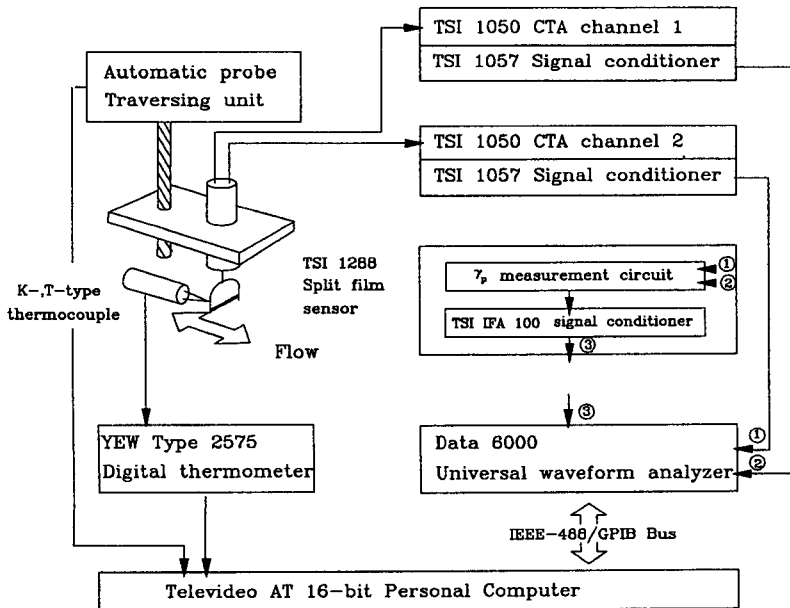


Fig. 4 Data acquisition system for split film sensor (- : velocity measurement : 1, 2, 3 ; γ_p emasurement)

를 사용하여 100Hz의 절단 주파수로 다시 한번 저역통과 시켰다. 이 저역통과된 γ_p 신호는 범용 파형분석기 DATA6000을 사용하여 200Hz의 추출 주파수로 A/D 변환시켜 매측정점마다 81.92초씩의 데이터를 10번씩 ensemble 평균하였다. 앞에서 언급한대로 재부착 자유전단층은 낮은 주파수로 준주기 운동을 하며 그 flapping 주파수는 $fh/U_o = 0.065$ 부근인 것으로 알려져 있다⁽⁶⁾. 이에 따르면 본 실험의 경우에 flapping 주파수는 65Hz정도이기 때문에 γ_p 를 정확하게 측정하기 위해서는 상당히 긴 측정시간이 필요하다. 그런데 γ_p 는 주로 이 flapping 운동에 의해 좌우되므로 충분히 낮은 절단주파수로 γ_p 신호를 저역통과시키면 고주파 성분이 제거되어 잡음신호비(signal-to-noise ratio)가 개선되며 보다 빨리 수렴된 측정치를 얻을 수 있다. 라⁽⁶⁾에 의하면 측정시간을 81.29초, 절단주파수를 100Hz로 선택하였으며 불확실성은 $\pm 2\%$ 내외로 정확하였다. 벽면에서의 γ_p 값, γ_{pw} 는 분리막 센서를 벽면에 0.5mm 이내로 근접시켜 측정하였다. $\gamma_{pw} = 50\%$ 로 정의되는 재부착점은 측정치에 spline근사방법을 이용하여 $X_R = 5.93h$ 의 값을 얻었으며 잉크점 유막법(ink-dot-liquid-film)을 사용한 표면 흐름의 가시화로 구한 불확실성내에 위치하였다. 측정된 γ_{pw} 를 무차원 길이, $X^* = (x - X_R)/X_R$ 를 사용하여 다른 연구자들의 측정치와 비교하여 Fig. 5에 표시하였다. Westphal and Johnston⁽⁹⁾에 의하면 이 무차원 흐름방향 좌표계는 흐름조건이 서로 다른 후향계단 흐름에서도 표면마

찰계수, 벽면 압력계수 및 γ_{pw} 등을 하나의 곡선으로 잘 일치시키는 것으로 알려져 있다. 측정 결과를 보면 레이저 유속계(LDA)나 가열 실타래(thermal tuft)를 사용한 다른 연구들의 측정치와 매우 잘 일치하며 거의 대칭인 'S'자 곡선형태의 분포를 보인다. γ_{pw} 곡선은 계단 바로 후방에서는 모서리 와(corner eddy)에 의한 재박리유동(再剝離流動)의 영향으로 비교적 큰 값을 보이다가 재순

Table 2 Uncertainty estimates

Measured quantities	Typical measured values	Estimated uncertainty (20 : 1 odds)
U_o	20m/s	± 0.18
U/U_o	-0.159	± 0.0022
	-0.0276 1.018	± 0.00117 ± 0.0048
\bar{u}^2/U_o^2	0.0049	± 0.00027
	0.0165	± 0.00014
	0.0263	± 0.00135
\bar{u}^3/U_o^3	-0.00293	± 0.000289
	0.00057	± 0.000107
γ_p, γ_{pw}	5.4%	± 0.011
	36.6%	± 0.031
	49.7%	± 0.020
	99.5%	± 0.0012
x_R/h		± 0.02

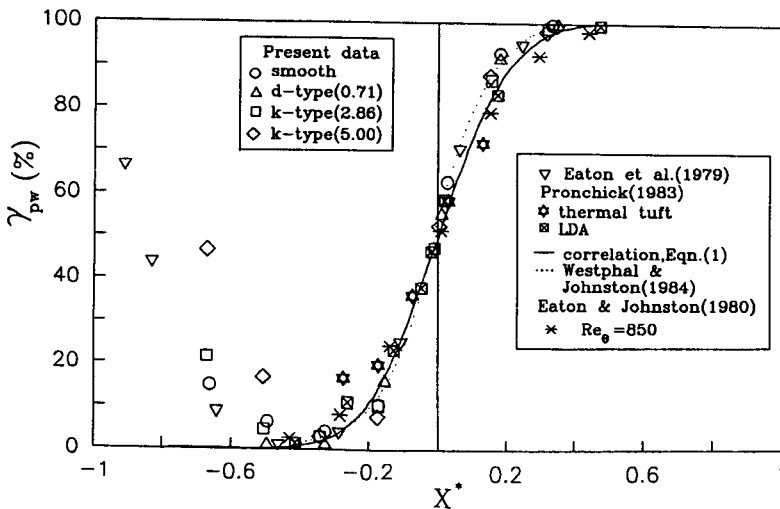


Fig. 5 γ_{pw} profiles with a streamwise distance normalized by the reattachment length

환 구역의 후방으로 가면서 흐름이 재부착됨에 따라 급격히 증가한다.

(3) 표면 마찰 계수

표면마찰계수는 다음 세가지 방법으로 구할 수 있다. (a) Clauser plot, (b) Preston tube, (c) Ludwig-Tillmann skin-friction law 등으로 매끈한 표면에서는 방법 (a), (c)를 사용하였으며 거친 표면인 경우는 방법 (a)를 수정한 Perry et al^(10,11) 방법의 Clauser plot를 이용하였다.

(4) 불확실성(uncertainty) 분석

일반적으로 측정되는 물리량의 크기가 작을수록 불확실성이 커진다. 따라서 이러한 오차를 줄이기 위해 분리막 센서의 측정치에 Chavenet의 실험치 검증방법(Holman and Gaida⁽¹²⁾)을 적용하여 신빙성이 적은 데이터는 제외하였다(Table 2 참조).

3. 실험 결과 및 고찰

3.1 전방경계층

박리(剝離)되는 전방경계층 상태를 살펴보기 위하여 계단 전방기준점 ($z/h=0, x/h=-1.5, h=20$ mm)의 바닥면에서 United Sensor사의 BA-20-12-C-11-.650 경계층 피토크관을 사용하였고 Fig. 6에 내부경계층 변수를 사용하여 표시하였다. 이때 Re_h 는 26500으로 측정된 속도분포는 로그영역과 후류형 외부구간(wake-like outer region)을 가진 전형적인 난류경계층의 특성을 잘 나타내었다. 그리고 각 경우에 대해 경계층 형상인자 H 는 1.33부근이며 Re_δ 는 1400 정도로 이상의 결과에서 전방의 경계층은 충분히 난류화된 것으로 생각된다. 또한 각 경우에 대해서 δ_0 는 10.8 ± 1.2 (mm)로서

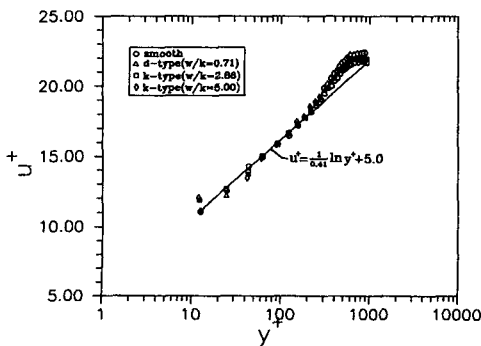


Fig. 6 Mean velocity profiles at the upstream boundary layer

Bradshaw and Wong⁽¹⁾의 정의에 따르면 압도적인 섭동(overwhelming perturbation) ($h/\delta_0 \gg 1$)이 있는 경우에 해당한다. 이들에 따르면 경계층이 혼합층으로 다시 혼합층이 경계층으로 바뀌는 두개의 압도적인 섭동을 가지는 얇은 초기 경계층을 가지고 있다. 또한 초기 경계층두께의 변화가 재부착 흐름에 미치는 영향을 그다지 크지 않을 것으로 생각되며 계단전방 흐름은 2차원성을 잘 유지함을 알 수 있었다.

3.2 재부착길이

본 실험에서는 계단후방에 표면조도를 주었을 때 재부착길이에 미치는 영향을 체계적으로 조사하기 위해 Eaton and Johnston⁽⁹⁾이 제안한 변수들을 모두 일정하게 고정시켰기 때문에 다른 변수에 의한 변화는 거의 없으며 재부착길이의 변화는 주로 표면조도에 의한 것으로 생각된다. 지금까지의 여러 연구결과를 종합해보면 재부착점의 위치를 결정하는 근본적인 기구는 전단층의 재유입량(再流入量)인 것으로 추측된다. 즉, 압력구동 역흐름(pressure-driven backflow)과 전단층이 재순환 구역에서 재유입하는 흐름의 질량이 균형을 이루는 상태에서 흐름을 재부착한다^(13,14). 따라서 전단층 재유입량이 변화하면 재부착길어도 달라지게 되는데 재유입량에 영향을 미치는 요인으로는 다음과 같은 2가지 기구들이 제안되고 있다. (1) 수직방향 압력구배(dp/dy)에 의한 전단층의 곡률(curvature) 변화. de Brederode and Bradshaw⁽¹⁵⁾은 전단층의 유입량이 증가되면 수직방향 압력구배가 증가되며 이로 인해 전단층의 곡률이 증가되어 재부착길이가 짧아진다고 설명하였다. 실제로 Rothe and Johnston⁽¹⁶⁾은 후향계단을 횡방향 축을 중심으로 흐름을 비안정화(de-stabilizing)하는 방향으로 회전시켜 전단층의 곡률을 증가시키면 재부착길이가 짧아지고 흐름을 안정화(stabilizing)하는 방향으로 회전하면 재부착길이가 길어지는 것을 확인하였다. (2) 난류혼합에 의한 전단층 확산률(spreading rate)의 변화. Eaton and Johnston⁽⁸⁾은 수직방향 압력구배가 각 실험마다 거의 비슷하므로 이에 의한 영향은 그다지 크지 않으며 전단층 성장률(growth rate)의 증가가 재부착길이를 감소시키는 주된 원인이라는 제안을 하였다. 이에 따르면 전단층 성장률이 증가하면 재유입률도 증가하므로 재부착 지역에서 역류되는 유체들을 빨리 전단층이 유

입하여 재부착길이 짧아지게 된다. Westphal and Johnston⁽⁹⁾은 일정한 형상의 후향계단에서 실험조건을 바꾸어가며 실험을 하였는데 계단에 와류 발생기를 부착하면 전단층의 혼합효과가 커져서 전단층 성장률이 증가되어 재부착길이 짧아지는 것을 확인하였다. 또한 그들은 바닥을 회전시킬 수 있도록 만든 풍동을 사용하여 전단층의 곡률을 변화시키면서 재부착길이를 측정하고 결과 Rothe and Johnston⁽¹⁶⁾과 같은 경향을 얻었다. 이러한 2가지 기구중에서 어느 것의 영향이 더 큰지 또 서로 독립적인지도 아직 자세히 알려져 있지는 않으나 일반적으로 두 기구가 복합적으로 작용하며 두번째 기구가 더 큰 영향을 미칠 것으로 추측되고있다⁽⁸⁾. 여러 연구자들^(7,8,9,17)이 채택한, 역흐름 정도를 나타내는 γ_p 의 벽면에서의 값, γ_{pw} 가 50% 되는 천이 재부착점이 통상의 재부착점과 잘 일치함을 보였다. 따라서 γ_{pw} 분포곡선에서 재부착길이를 정확히

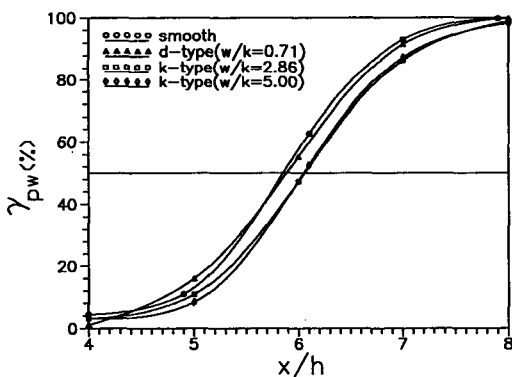


Fig. 7 Profiles of γ_{pw} vs a streamwise distance normalized by the step height

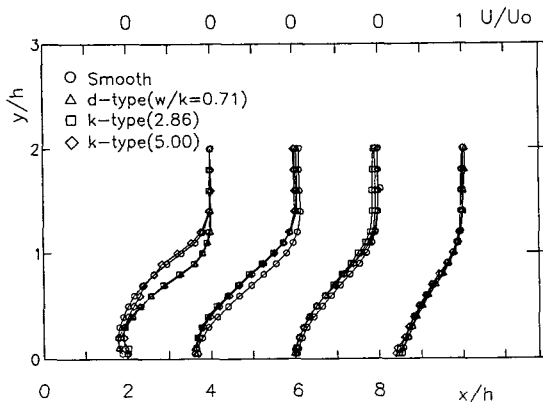


Fig. 8 Streamwise mean velocity profiles

구할 수 있게 된다. Fig. 5와 Fig. 7에 표면조도에 따른 γ_{pw} 의 변화를 다른 연구자들의 실험결과와 비교하여 나타내었다. Fig. 7에서 매끈한 표면보다는 거친 표면에서 γ_{pw} 가 50% 되는 재부착점까지의 거리가 약 0.2h 정도 길어지고 있는데 이를 Fig. 8의 평균속도 분포와 함께 고찰해 보면 매끈한 표면보다는 거친 표면에서 보다 강한 마찰 저항으로 인한 유동방향의 운동량 손실이 전단층 깊숙히 전파됨으로써 속도구배가 완만해져서 재순환 와류의 세기가 약화되는데 기인하는 것으로 보여진다. 한편 Westphal and Johnston⁽⁹⁾은 재부착길이를 무차원화한 길이눈금 $X^* = (x - X_R)/X_R$ 을 사용하면 실험조건이 서로 다른 후향계단 흐름의 표면마찰계수, 벽면 정압계수 및 γ_{pw} 등이 하나의 곡선으로 잘 일치하는 것을 발견하고 이에 근거하여 재부착과정의 범용구조(universal structure)를 가질 것으로 예측하였다. γ_{pw} 를 무차원 거리 X^* 로 표현한 Fig. 5에서는 본연구의 실험결과가 타 연구자의 실험치와 거의 일치하는 것을 볼 수 있고 재순환 영역에서 표면이 거칠수록 벽 근처에서의 전방방향 유동의 현저해 지는 것을 알 수 있다. 계단 바로 후방인 $X^* < -0.6$ 에서는 모서리 와(corner eddy)에 의한 재박리 유동의 영향으로 비교적 큰 값을 보이며 $-0.6 < X^* < -0.4$ 에서는 모든 흐름이 역방향이다. γ_{pw} 는 $X^* = -0.4$ 부근부터 증가하기 시작하여 $X^* > 0.4$ 이면 더 이상 역흐름은 존재하지 않는다. Fig. 7에서 보듯이 x/h 를 사용할 때는 재부착 길이가 표면조도에 따라 변하므로 재부착 구역의 γ_{pw} 분포가 서로 일치되지 않는다. 그러나 Fig. 5에서는 서로 다른 표면조도에도 불구하고 γ_{pw} 대 X^* 곡선은 서로 잘 일치하였는데 이는 Westphal and Johnston⁽⁹⁾이 제안한 범용구조의 존재를 강력히 암시한다. Pronchick⁽¹⁸⁾은 재부착 구역에서 와의 충돌이 정규분포(normal distribution)적으로 일어난다는 가정하에 다음과 같은 γ_{pw} 분포곡선 형태를 제안하였다.

$$\gamma_{pw}(X^*) = \frac{1}{2} \{1 + \operatorname{sgn}(X^*) \operatorname{erf}(4.30X^*)\} \quad (1)$$

여기서 $\operatorname{erf}(x)$ 는 Gauss의 오차함수이고 $\operatorname{sgn}(x)$ 는 x 의 부호를 나타내는 부호함수이다. 이 상관식은 대칭형 곡선인데 재부착점 후방($X^* < 0$)에서는 각 실험치들과 매우 잘 일치하나 재부착점 전방에서는 실험치들과 비교적 많은 차이를 보인다. Fig.

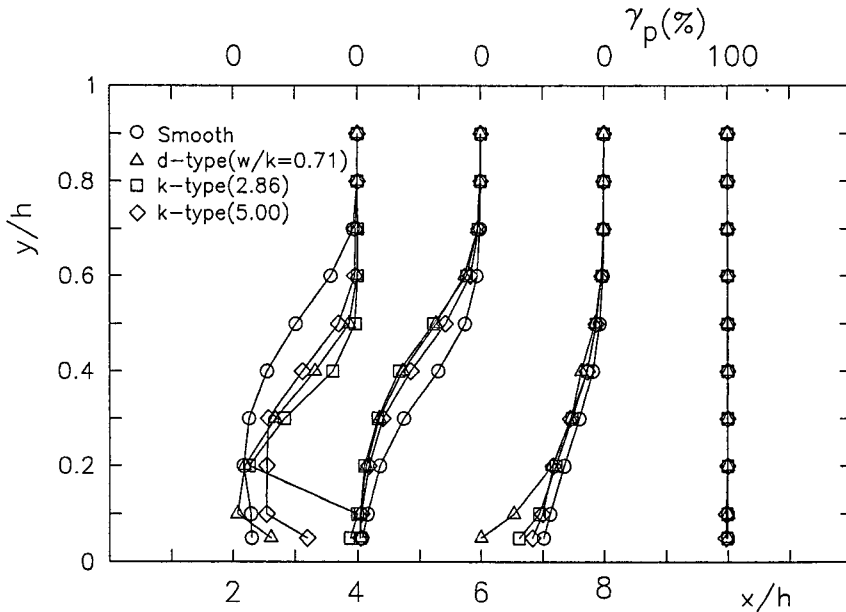


Fig. 9 Forward-flow fraction profiles (γ_p (%))

9은 γ_p 의 분포를 나타내고 있는데 $x/h=2$ 에서는 매끈한 표면인 경우 $y/h=0.5$ 까지 매끈한 표면보다 역흐름이 급속히 감소하였으며 $x/h=4$ 에서는 위와 반대의 현상이 일어남을 확인할 수 있었다. 아마도 이는 거친 경우가 매끈한 경우 보다 $x/h=4$ 에서 증가된 역 흐름으로 인해 $x/h=2$ 에서 이 증가된 역 흐름이 전단층으로 보다 많이 재유입되고 있기 때문인 것 같다. 앞에서도 언급했지만 이 때문에 재부착길이 가 길어지고 있는 것 같다.

3.3 평균속도 및 난류량

재순환 구역 및 재발달단계층의 $x/h=16$ 까지는 평균속도와 난류량들을 분리막 센서로 측정하였으며 $x/h=30$ 에서는 United Sensor 사(社)의 BA-020-12-C-11-650 경제층 피토포관을 사용하여 평균속도만 측정하였다.

(1) 평균속도

재부착 구역내의 평균속도 분포는 흐름방향 위치에 따라 그 특성이 다르게 나타났다. 재순환 구역내 $x/h=2$ 에서는 속도형상을 벽면으로부터 높이 (y/h)에 따라 서로 다른 특성을 갖는 3구간으로 나눌 수 있다. 즉, 최대 역흐름 위치와 자유흐름사이의 외부구간, 역흐름 속도가 급격히 감소하는 벽면 부근의 내부구간 그리고 그 사이의 비교적 평탄

한 속도 분포를 보이는 최대 역흐름 부근의 구간으로 구별된다. 박리전단층으로 이루어진 외부구간은 혼합층과 비슷한 특성을 보이며⁽⁶⁾ 벽면 부근의 역흐름은 층류경계층과 비슷한 특성을 갖는 것으로 알려져 있다⁽¹⁹⁾. Fig. 8에서 $x/h=2$ 에서는 매끈한 표면과 d -형보다는 k -형에서 전반적으로 최대 역흐름 위치와 자유흐름 구간사이의 외부구간에서는 상당히 역흐름이 줄어듬을 알 수 있으며 $x/h=4$ 에서는 오히려 반대로 역흐름이 증가하고 있다. 그리고 최대 역흐름 속도는 $X^*=-0.33$ 부근에서 가장 컸으며 전방으로 갈수록 천천히 감소하며 재부착점에 접근하면서 역흐름은 급격히 감소함을 볼 수 있다. 또한 최대 역흐름 속도의 크기는 매끈한 경우와 d -형에서 가장 컸으며 k -형등에는 작아졌다. 역흐름 구간내에서는 평균속도 형태는 매끈한 경우와 d -형의 경우 비슷하며 또한, k -형의 경우에서도 서로 비슷하였지만 k -형의 두 경우는 앞의 두 경우와는 상당히 달랐다.

(2) 난류응력, \bar{u}^2

분리막 센서로 측정한 난류응력 \bar{u}^2 의 분포는 Fig. 10(a)와 (b)에 표시하였다. 재부착 구역 전방 부근에서는 난류응력 \bar{u}^2 의 최대점은 박리 전단층내인 $y/h=0.5\sim 1$ 사이에 있다. 이는 또한 앞에서 언급했듯이 자유전단층과의 가장 두드러진 차이점

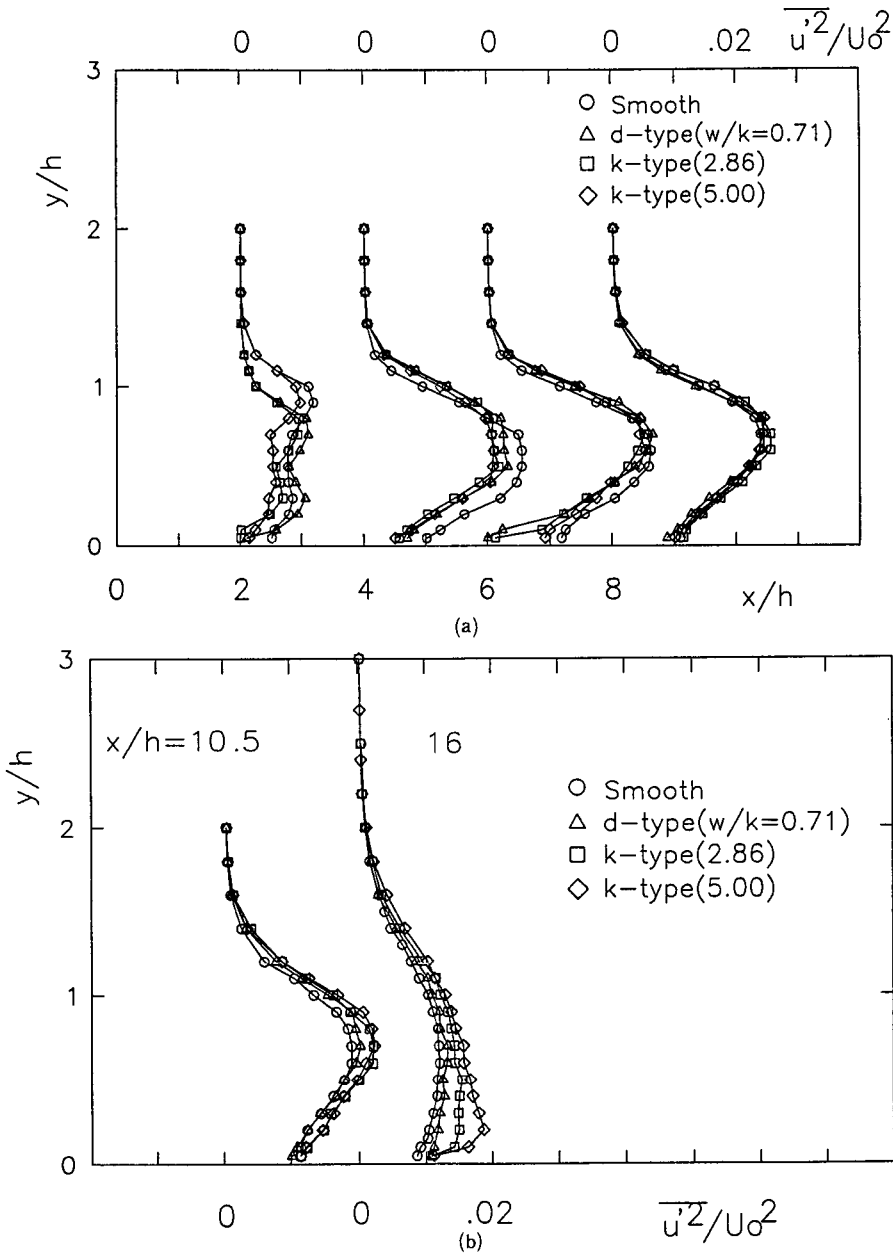


Fig. 10 (a) Streamwise normal turbulent stress profiles
 (b) Streamwise normal turbulent stress profiles

임을 알 수 있다. 벽면에서 가장 멀리 떨어진 외부 구간인 박리 전단층내에서 난류응력들이 가장 컸으며 재순환 구역내에서는 거의 일정한 값을 보였다. 이 편평한 구역 밑의 벽면 내부구간에서는 벽면의 영향으로 인해 난류응력이 감소하는데 매끈한 표면 보다는 거친 표면에서 조도에 의해 난류응력이 더

급격히 감소함을 알 수 있다. 재부착 구역($x/h=4\sim 6$)에서는 박리 전단층이 성장함에 따라 난류응력이 벽면과 자유흐름쪽으로 퍼져나가 완만한 형태가 되었지만 여기서도 마찬가지로 벽 근처에서 보다 더 빨리 감소함을 알 수 있었다. 재순환 구역에서는 난류응력의 분포가 두 시점에서 최대값을 가

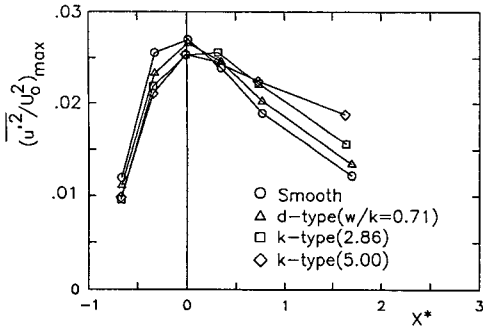


Fig. 11 Behavior of maximum normal turbulent stress normalized by reference velocity

지는 형태를 띄고 있지만 재부착 구역의 난류응력 분포는 최대값 부근의 형상이 급격히 변화하지 않고 비교적 편평한 형태이다. 재순환 구역에서 재부착 구역으로 갈수록 난류응력은 계속 증가되고 있음을 알 수 있다. 재부착점을 지나면서 난류응력들은 급격히 감소하고 회복구역에 들어가면 최대 난류응력점들은 벽면쪽으로 이동하여 경계층 형태로 접근하기 시작한다. $x/h=16$ 에서 보면 매끈한 표면, d -형, k -형 (2.86), 그리고 k -형 (5.0) 순서로 벽근처에서 최대 난류응력이 커짐을 알 수 있다. 난류응력 $\overline{u''^2}$ 의 최대치를 Fig. 11에 표시하였다. 재순환 구역과 재부착 영역부근에서는 매끈한 경우가 거친 경우보다 크지만 재발달경계층내에서는 평판 경계층 특성을 통해서 알 수 있듯이 매끈한 경우보다 거친 경우가 더 큼을 알 수 있다.

3.4 재발달경계층의 회복과정

1980~1981 Stanford 회의⁽²⁰⁾에서 지적되었듯이 경계층과 자유전단흐름은 현재의 전산유체역학으로 비교적 잘 예측되지만 후향계단 흐름의 재부착길이는 20% 정도 작게 예측되며 회복구역에서는 더욱 오차가 크다. 따라서 그 물리적 구조를 이해하고 수치계산 방법을 개량하기 위해 회복구역에서의 자유전단층과 벽면과의 상호작용에 대한 보다 많은 연구가 필요하다. 회복구역의 재발달경계층은 궁극적으로는 균형경계층 (equilibrium boundary layer) 형태로 회복될 것으로 예측되지만 아직 실험적으로 확인되지는 않았으며 그 회복과정은 매우 더딘 것으로 알려져 있다. 본 절에서는 표면조도가 재발달 경계층의 회복과정에 미치는 영향에 대하여 조사하였다. de Brederode and Bradshaw⁽²¹⁾은 확산기내의 경계층 두께가 풍동폭의 25% 이상이 되면 옆벽

면의 영향을 받는 것을 발견하였다. 본 실험에서 경계층두께가 가장 두꺼운 $x/h=30$ 에서 k -형의 경우라도 $\delta/w=24\%$ 정도이므로 옆벽면의 영향은 크지 않으며 2차원성을 잘 유지한 것으로 생각된다. 모든 실험 조건에 대해 표면마찰계수 C_f 는 속도 분포를 벽면 대수법칙에 근사시켜 구하는 Clauser-plot 방법을 사용하여 구하였다. 물론 이 방법은 재발달경계층의 내부층이 균형경계층과 크게 달라지면 부정확하지만 Bradshaw and Wong⁽¹⁾과 Kim et al.⁽²⁾ 등의 연구에 따르면 매끈한 표면인 경우, Preston관으로 측정된 재발달경계층의 표면 마찰계수는 Clauser-plot 방법으로 구한 값과 잘 일치하였다. 이는 후향계단으로 인한 섭동이 주로 경계층의 외부층에만 영향을 미치기 때문이다. 따라서 본 실험에서도 Clauser-plot 방법을 사용하였으

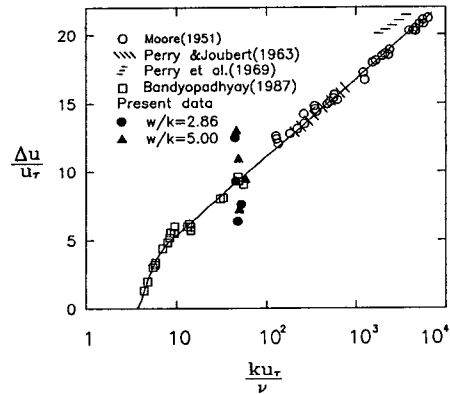


Fig. 12 Roughness function in k -type roughness

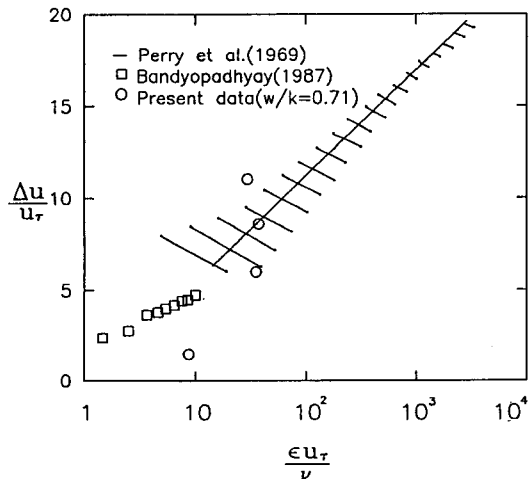


Fig. 13 Roughness function in d -type roughness

며 참고적으로 Table 3에 Clauser-plot 방법으로 구한 표면마찰속도($u_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$)를 표시하였으며 매끈한 경우 Ludwig-Tillman 상관식으로 구한 값과 $\pm 8\%$ 이내로 잘 일치하였다. 2. (4)절의 방법에 의해 구한 조도함수를 Fig. 12 및 Fig. 13에 다른 연구자들의 결과와 비교하여 표시하였다. Bandyophay⁽²²⁾에 근거하여 볼 때 거친 경우 $x/h=30$ 에서는 모든 실험조건에 대해 조도높이에 대한 길이의 비 l/k 가 무한대일때 조도 레이놀즈수 (ku_τ/ν)가 40~50이므로 완전히 거친 (fully rough) 상태를 알 수 있다. 이는 경계층의 점성저층

(viscous sublayer)이 제거된 상태로써 매끈한 경우에 비해 아래방향으로 $\Delta u/u_\tau$ 만큼 이동된 경계층의 속도대수 영역은 $\ln k^+$ 에 비례하게 된다. 따라서 Perry et al.^(10,11)의 방법에 의해 결정된 표면 마찰속도 u_τ 는 신빙성을 갖게된다. Fig. 12와 Fig. 13의 다른 여러 실험결과들은 완전발달한 거친 표면 경계층의 결과들로서 균형경계층으로 성장해 나가는 본 실험결과들과 비교하였다. 마지막 측정점인 $x/h=30$ 에서 어느 정도 차이가 있는 걸로 보아 균형경계층으로 완전 성장하지 않았음을 알 수 있다. 그러나 k -형이 d -형 보다는 상대적으로 큰 차

Table 3 Wall friction velocity in redeveloping boundary layer
(a) Smooth surface

x/h	2	4	6	8	10.5	16	30
X^*	-.663	-.325	.012	.349	.771	1.698	4.059
U_e/U_o	.998	1.058	.997	1.001	0.974	1.022	0.919
$u_\tau^2(m/s)$.403	.578	.786	.781
$u_\tau^2(m/s)$.439	.613	.838	.789
Re_δ				5835	5172	4862	4853

(b) d -type ($w/k=0.71$)

x/h	2	4	6	8	10.5	16	30
X^*	-.663	-.325	.012	.349	.771	1.698	4.059
U_e/U_o	.998	1.029	.995	1.032	0.032	1.005	1.014
$u_\tau^2(m/s)$.888	.936	1.063	.884
Re_δ				6053	6092	5355	5249

(c) k -type ($w/k=2.86$)

x/h	2	4	6	8	10.5	16	30
X^*	-.67	-.34	.01	.32	.733	1.64	3.95
U_e/U_o	.989	1.013	.934	1.013	1.003	1.024	0.986
$u_\tau^2(m/s)$.962	.981	1.128	1.036
Re_δ				5585	5986	5468	5967

(d) k -type ($w/k=5.00$)

x/h	2	4	6	8	10.5	16	30
X^*	-.671	-.342	.013	.316	.728	1.632	3.94
U_e/U_o	1.004	.998	.962	.999	1.009	1.012	1.011
$u_\tau^2(m/s)$.995	1.049	1.258	1.079
Re_δ				5377	6468	6384	6606

a. by Clauser-plot method

b. by Ludwig-Tillman correlation

이를 보이지 않고 있다. 재발달경계층의 평균속도 분포를 내부층 변수(inner variable)를 사용하여 Fig.14(a)~(d)에 표시하였다. 벽면에 가까운 부근의 속도분포는 압력구배에 상관없이 매우 빨리 벽면부착경계층(wall-attached boundary layer) 형태로 회복되어 벽면대수법칙,

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{yu_\tau}{\nu}\right) + C \quad (2)$$

과 잘 일치하나 벽면에서 떨어진 외부층은 충분히 후방으로 전진한 마지막 측정점 ($x/h=30$)의 경우에도 난류경계층의 형태로 회복되지 않았다. 라⁽⁵⁾에 의하면 $x/h=50.5$ 까지도 균형경계층으로 회복되지 못하는 것으로 알려졌다. $x/h=30$ 일때(라⁽⁵⁾에서는 50까지도) 속도분포는 난류경계층의 대수 구간과 후류구간 보다 밀어서 쳐지며 이러한 현상은 Bradshaw and Wong⁽¹⁾과 Kim et al.⁽²³⁾등의 실험

에서도 관찰되었다. 그러나 두 k -형인 경우는 대수구간은 완전히 회복되었으며 후류구간도 어느 정도 회복되었으나 d -형 경우는 매끈한 경우보다는 어느 정도 대수구간은 회복되었으나 후류구간은 아직 회복이 되지 못함을 알 수 있다. 이는 매끈한 표면에서는 재발달경계층의 혼합길이가 균형경계층의 경우보다 빨리 증가함을 의미한다. 그러나 거친 표면에서는 재발달경계층의 혼합길이가 균형 경계층처럼 비슷하게 성장함을 보여준다. Clauser⁽²⁴⁾의 정의에 따르면 균형경계층이란 경계조건과 압력구배가 적당한 무차원형으로 표시되고 이 값이 일정할 때 역시 적당하게 무차원화된 평균속도 형태도 일정하게 보존되면서 발달하는 경계층을 의미한다. 자기보존(self preserving)되는 층류경계층은 존재하지만 난류경계층은 엄밀하게 자기보존되지는 않는다. 그러나 레이놀즈 수의 작은 변화와는 무관하게 외부층이 자기보존 되는 난류경계층은 가능하며

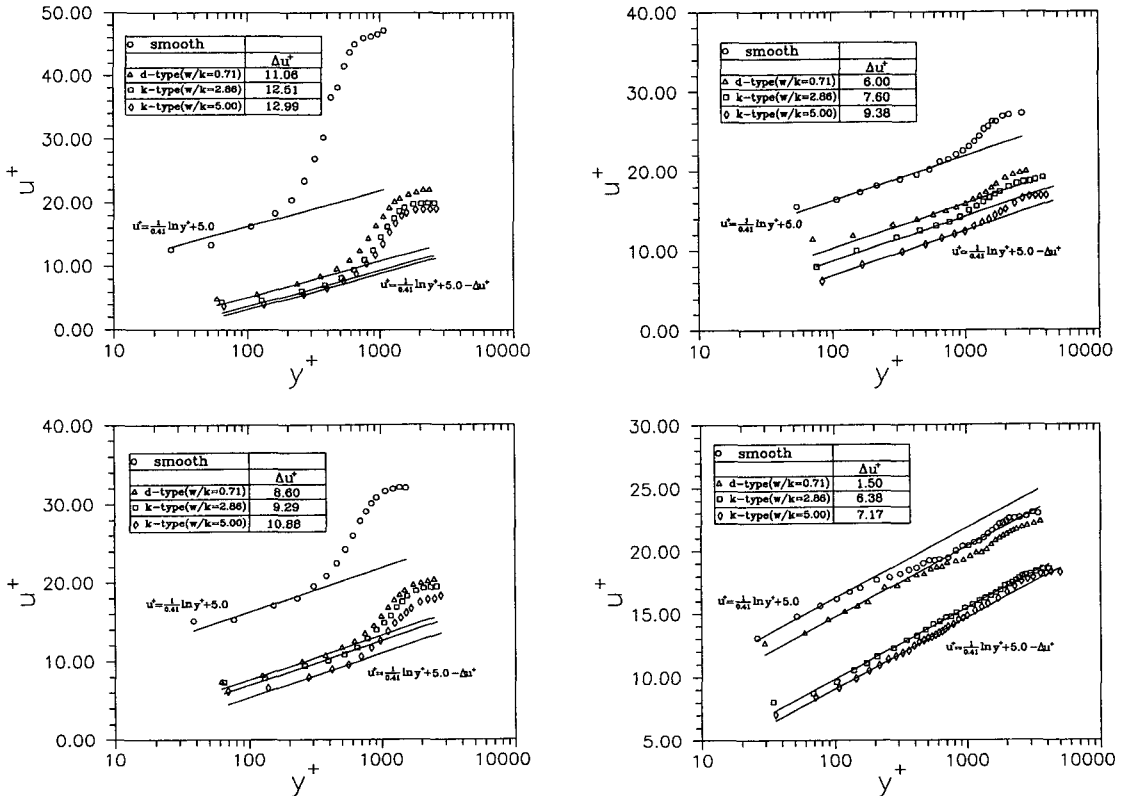


Fig. 14 (a) Mean velocity profiles of redeveloping boundary layer ($x/h=8$)
 (b) Mean velocity profiles of redeveloping boundary layer ($x/h=10.5$)
 (c) Mean velocity profiles of redeveloping boundary layer ($x/h=16$)
 (d) Mean velocity profiles of redeveloping boundary layer ($x/h=30$)

이를 균형난류경계층층으로 정의한다. Clauser⁽²⁴⁾에 의하면 균형난류경계층층은 무차원 균형변수가

$$\beta = \left(\frac{\delta^*}{\tau_w} \right) \left(\frac{dp}{dx} \right) \quad (3)$$

일정하게 유지될 때 결손두께 (defect thickness),

$$\Delta = \int_0^{\delta} \left(\frac{u_\tau - u}{u_\tau} \right) dy = \delta^* \sqrt{\frac{2}{C_f}} \quad (4)$$

와 결손속도형 (velocity defect form)으로 무차원화된 평균속도 분포가 자기보존되는 것으로 알려져 있다. Fig. 15(a)~(d)에는 결손두께와 결손속도형으로 무차원시킨 재발달경계층층의 평균속도 분포를 균형경계층층에 대한 다른 실험결과와 비교하여 나타내었다. 각 실험조건(표면조도)에 대해 $x/h=30$ 일 때까지도 자기보존이 이루어지지 않고 있지만 리⁽⁶⁾에 의하면 $x/h=30$ 과 50의 분포는 자기보존함을 알 수 있다. Clauser 형상인자 G 는 경계층이 균형 상태에서 벗어나는 정도를 알 수 있는 유용한 인자로서

$$G = \int_0^{\delta} \left(\frac{u_\tau - u}{u_\tau} \right)^2 dy = \frac{H-1}{H} \sqrt{\frac{2}{C_f}} \quad (5)$$

로 정의된다. Coles⁽²⁵⁾에 의하면 큰 레이놀즈 수의 압력구배가 없는 정압균형경계층층에서 G 는 6.8 정도이다. Fig. 16에서 알 수 있듯이 이러한 G 값의 변화에 따라 즉, 회복정도에 따라 회복구역은 초기 회복구역($8 < x/h < 16$, $0 < X^* < 2$)과 그 뒤의 후기 회복구역으로 나눌 수 있다. 초기 회복구역의 재발달경계층층에서는 벽면 부근은 경계층 형태로 회복되었지만 전단층 거대와의 영향은 아직 지속되고 있으며 G 값은 균형경계층층의 값보다 크며 매우 급격히 감소한다. 표면조도에 의해 특히 재발달경계층층의 초기 회복과정, 즉, 전단층으로 인한 섭동이 소멸하는 과정에 영향을 미쳤다. 후기 회복구역에서는 G 값이 모든 실험조건(표면조도)에서 균형경계층층 상태보다 작았으며 균형경계층층 상태로 느리게 접근하였는데 거친 표면일수록 보다 빠르게 접근하였다. Fig. 17의 경계층 형상인자 H 는 다른 연구자들과 잘 일치함을 알 수 있다. 각 경계층 매개변수들은 표면 조도의 영향으로 후방으로 갈수록 매

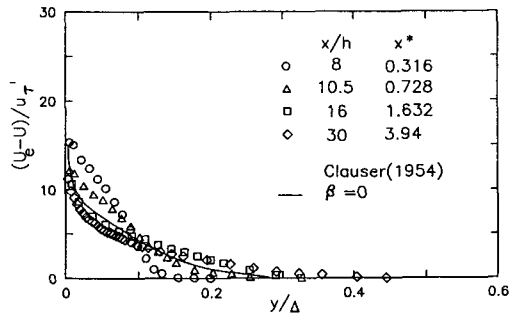
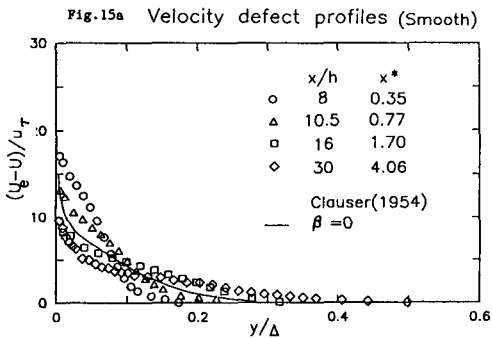
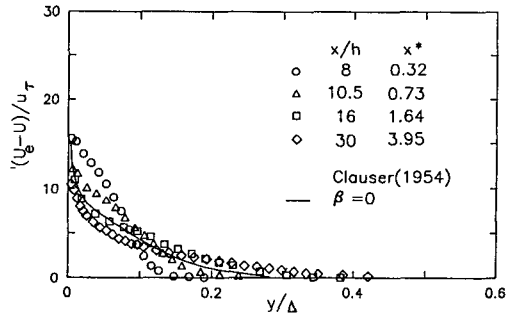
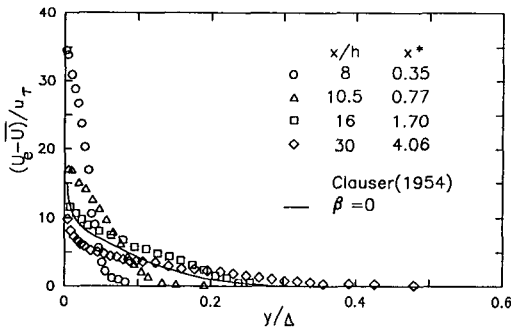


Fig. 15 (a) Velocity defect profiles(smooth)
 (b) Velocity defect profiles(d-type $w/k=0.71$)
 (c) Velocity defect profiles(k-type $w/k=2.86$)
 (d) Velocity defect profiles(k-type $w/k=5.00$)

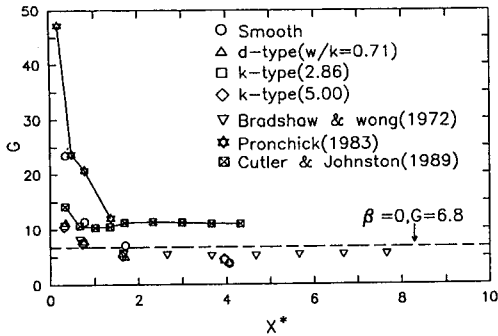


Fig. 16 Distribution of Clauser's shape factor

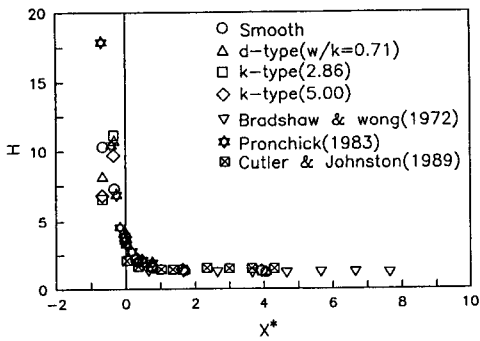


Fig. 17 Distribution of boundary layer shape factor

끈한 경우보다는 거친 경우에 더욱 균형 경계층의 값들로 접근함을 알 수 있다. 각 경계층 매개변수들은 표면 조도의 영향으로 후방으로 갈수록 매끈한 경우보다는 거친 경우에 더욱 균형 경계층의 값들로 접근함을 알 수 있다. $x/h=30$ 인 후기회복 구역내에서도 모든 실험조건이 다 균형 경계층으로 회복되지 못하였지만 매끄러운 경우보다는 d -형, k -형(2.86), 및 k -형(5.0)으로 갈수록 즉, 보다 거칠수록 빨리 회복 되어가고 있었으며 $x/h=30$ 인 경우에 대해서는 훨씬 빨리 회복될 것으로 생각된다.

4. 결 론

본 연구에서는 후향계단 뒤의 표면조도에 의해 비(非)압축성 난류 재부착 흐름에 미치는 영향에 대하여 조사하였다. 재부착 흐름은 역흐름이 빈번하고 난류강도가 큰 재순환 흐름을 동반하여 기존의 X 형 열선 풍속계로는 측정하기가 곤란하다. 따라서 흐름을 측정할 수 있는 분리막 센서를 이용하여,

(1) 역흐름이 있는 재순환 구역의 평균속도와 난류응력($\overline{u'^2}$)을 정확하게 측정할 수 있었다.

(2) 분리막 센서와 비교전자회로를 사용하여 흐름방향을 측정할 수 있었으며 γ_{pw} 분포에서 재부착 길이를 정확히 구할 수 있었다. 본 연구에서는 표면조도가 재부착 흐름과 재발달되는 경계층에 미치는 영향을 조사하기 위해 가능한 다른 실험조건을 일정하게 유지시키고, 표면조도만 d -형, k -형 등으로 변화시켰다.

본 연구에서 얻은 결론을 요약하면 다음과 같다.

(1) 재부착길이는 매끈한 표면보다 거친 표면에서 증가하였는데 이는 박리전단층이 표면조도에 의해 방해받지 않고 성장이 지연되어 재순환 구역으로 역류되는 압력구동 역흐름이 증가되어 전단층으로의 재유입량이 늘어나기 때문이다.

(2) 벽면의 전방흐름 정도, γ_{pw} 분포는 무차원거리 $X^* = (x - X_R)/X_R$ 를 사용하면 거의 대칭인 'S'자 형태의 상사곡선을 얻을 수 있었다. 곡선에서 재부착 과정은 평균 재부착점을 중심으로 $X^* = \pm 0.04$ 의 구간에서 일어나는 것을 알 수 있다.

(3) 표면조도에 의해 재순환 구역의 전방부분을 제외한 재순환 구역 후반과 재부착점 부근의 γ_{pw} 분포는 표면조도에 상관없이 서로 잘 일치하였다.

(4) 표면조도의 변화로 전체적으로 평균속도와 난류량 분포에 영향을 미쳤다. 난류응력은 재부착 구역에서 최대가 되었다가 회복구역으로 들어가면서 급격히 감소하였다. 그러나 회복구역 내에서는 매우 천천히 경계층 형태로 회복되었다.

(5) 하류의 재발달경계층은 점성저층이 제거된 완전히 거친(fully rough) 상태임을 알 수 있다.

(6) 재부착 구역 전방에서는 변위두께와 운동량 두께 및 경계층 형상 인자는 매끈한 표면과 거친 표면 각각에 대해 무질서한 분포를 나타냈지만 하류의 재발달경계층에서는 매끈한 표면보다는 거친 표면에서 균형경계층으로 빨리 접근함을 알 수 있었다.

(7) 재발달경계층의 내부층 평균속도는 표면조도 종류에 관계없이 매우 빨리 경계층 형태로 회복되었다.

(8) 회복구역은 $x/h=16$ 부근에서 그 회복 정도에 따라 초기 회복구역과 후기 회복구역으로 나눌 수 있었으며 초기 회복구역에서는 Clauser형상인자가 균형경계층 값보다 크며 전단층 거대로 인한 외부층(outer layer) 섭동이 급격히 감소하였다.

그러나 후기 회복구역에서는 Clauser형상인자가 균형경계층 값보다 작으며 재발달경계층이 균형경계층 형태로 천천히 접근하였다. 전반적으로 표면조건에 의해 두 회복구역은 영향을 받음을 알 수 있다.

참고문헌

- (1) Bradshaw, P. and Wong, F.Y.F., 1972, "The Reattachment and Relaxation of a Turbulent Shear Layer," J. Fluid Mech., Vol.52, Part 1, pp. 113~135.
- (2) Kim, J., Kline, S.J. and Johnston, J.P., 1980, "Investigation of a Reattaching Turbulent Shear Layer : Flow over a Backward-Facing Step," Trans. ASME, J. Fluids Eng., Vol.102, pp.302~308.
- (3) Eaton, J.K. and Johnston, J.P., 1981, "A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment," AIAA J., Vol.19, Sept., pp.1093~1100.
- (4) Metha, R.D. and Bradshaw, P., 1979, "Design Rules for Small Low Speed Wind Tunnel," Aeronautical J., Vol.5, Nov., pp.443~449.
- (5) 라승호, 1990, "흐름방향 압력구배가 후방계단 뒤 난류 재부착흐름에 미치는 영향에 대한 실험적 연구", 한국과학기술원 박사학위 논문.
- (6) Eaton, J.K. and Johnston, J.P., 1982, "Low Frequency Unsteadiness of a Reattaching Turbulent Shear Layer," The Third International Symp. on Turbulent Shear Flows, Univ. of Calif., Turbulent Shear Flows III, Springer-Verlag.
- (7) Eaton, J.K. and Johnston, J.P., 1979, "A Wall-Flow Direction Probe for Use in Separating and Reattaching Flows," Trans. ASME, J.Fluids Eng., Vol.101, pp.364~366.
- (8) Eaton, J.K. and Johnston, J.P., 1980, "Turbulent Flow Reattachment : An Experimental Study of the Flow and Structure Behind a Backward-Facing Step," Report MD-39, Thermosciences Div., Dept. of Mech. Eng., Stanford Univ.
- (9) Westphal, R.V. and Johnston, J.P., 1984, "Effect of Initial Conditions on Turbulent Reattachment Downstream of a Backward-Facing Step," AIAA J., Vol.22, No.12, Dec., pp. 1727~1732.
- (10) Perry, A.E. and Joubert, P.N., 1963, "Rough-Wall Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients," J.Fluid Mech., Vol.17, pp.193~211.
- (11) Perry, A.E., Schofield, W.H. and Joubert, P. N., 1969, "Rough Wall Turbulent Boundary Layers," J.Fluids Eng., Vol.37,pp.383~413.
- (12) Holman, J.P. and Gajda, Jr., W.J., 1984, Experimental Methods for Engineers, Fourth eds., McGraw-Hill.
- (13) Chapman, D.R., Kuehn, D.M. and Larson, H. K., 1958, "Investigation of Separated Flows with Emphasis on the Effect of Transition," NACA Report No.1256, recited from Adams and Johnston(1988a).
- (14) Adams, E.W. and Johnston, J.R., 1988a, "Effects of the Separating Shear Layer on the Reattachment Flow Structure Part 1 : Pressure and Turbulence Quantities", Expt.Fluids, Vol.6, No.6, pp.400~408.
- (15) de Brederode, V. and Bradshaw, P., 1972, "Three-Dimensional Flow in Normally Two-Dimensional Separation Bubbles : I. Flow Behind a Rearward-Facing Step," Aeronautical Report. No. 72-19, Imperial College, Recited from Bradshaw and Wong.
- (16) Rothe, P.H. and Johnston, J.P., 1979, "Free Shear Layer Behavior in Rotating Systems," Trans. ASME, J. Fluids Eng., Vol.101, No.1, pp. 117~120.
- (17) Shiraprasad, B.G. and Simpson, R.L., 1982, "Evaluation of Wall-Flow Direction Probe for Measurements in Separated Flows," Trans. ASME, J.Fluids Eng., Vol. 104, pp.162~166.
- (18) Pronchick, S.W., 1983, "An Experimental Investigation of the Structure of a Turbulent Reattaching Flow Behind a Backward-Facing Step," Ph.D. Thesis, Dept. of Mech. eng., Stanford Univ.
- (19) Adams, E.W. and Johnston, J.P., 1988b, "Effects of the Separating Shear Layer on the Reattachment Flow Structure Part 2 : Reattach-

- ment Length and Wall Shear Stress," Expt. Fluids, Vol.6, No.7, pp.400~408.
- (20) Kline, S.J., Cantwell, B.J. and Lilly, G.M., 1983, The 1980~1981 AFSOR-HTTM-Stanford Conference on Complex Turbulent Flows : Comparison of Computation and Experiments, Vol. II and III, Thermosciences Div., Dept. of Mech. Eng., Stanford Univ.
- (21) de Brederode, V. and Bradshaw, P., 1978, "Influence of the Side Walls on the Turbulent Center-Plane Boundary-Layer in a Square Duct," Trans. ASME, J.Fluids Eng., Vol.100, No.1, March, pp.91~96.
- (22) Bandyopadhyay, P.R., 1987, "Rough-Wall Turbulent Boundary Layers in the Transition Regime," J. Fluid Mech., Vol.180, pp.231~266.
- (23) Kim, J., Kline, S.J. and Johnston, J.P., 1978, "Investigation of Separation and Reattachment of a Turbulent Shear Layer : Flow over a Backward-Facing Step," Report MD-37, Thermosciences Div., Dept. of Mech. Eng., Stanford University.
- (24) Clauser, F.H., 1956, "The Turbulent Boundary Layer," Adv. Appl. Mech., Vol.4, pp.1~51.
- (25) Coles, D.E., 1956, "The Law of Wake in the Turbulent Boundary Layer," J. Fluid Mech., Vol. 1, July, pp.191~226.