〈論 文〉

축대칭 하향단흐름에서 자유흐름 난류강도의 영향

양종필* · 김경천** · 부정숙***

(1995년 2월 9일 접수)

Effects of the Free Stream Turbulence Intensity on the Flow Over an Axisymmetric Backward-Facing Step

Jong-Pil Yang, Kyung-Chun Kim and Jung-Sook Boo

Key Words: Axisymmetric Backward-Facing Step(축대칭 하향단), LDV Measurement(레이저 유속계 측정), Free Stream Turbulence Intensity(자유흐름 난류강도), Reattachment Length(재부착길이), Recirculating Zone(재순환영역)

Abstract

An experimental study on the flow over the axisymmetric backward-facing step was carried out. The purposes of the present study are to investigate the effect of the free stream turbulence intensity on the reattachment length and to understand the turbulence structure of the recirculating flows. Local mean and fluctuating velocity components were measured in the separated and reattaching axisymmetric turbulent boundary layer over the wall of convex cylinder placed in a water tunnel by using 2-color 4-beam fiber optics laser Doppler velocimetry. As the free stream turbulence intensity increased, the reattachment length became shorter due to the enhanced mixing in the separated shear layer. It was also observed that the reverse flow velocity and turbulent kinetic energy increase with increasing free stream turbulence intensity. Spectral data and flow visualization showed that low-frequency motions occur in the separated flow behind a backward-facing step. These motions have a significant effect on the time-averaged turbulence data.

기호설명

D : 반원뿔의 직경
d : 후미원주의 직경
k : 난류운동에너지
H : 하향단의 높이($=(D-d)/2$)
F : 주파수(Hz)
r : 후미원주 중심에서 반경방향으로의 거리
Re_H : H를기준으로한레이놀즈수($Re_H=U_oH/\nu$)
Re_θ : θ를 기준으로 한 레이놀즈수($Re_\theta=U_o\theta/\nu$)
T_o : 자유흐름온도
U_o : 자유흐름속도
ΔU : 속도차
U, V : X, Y방향으로의 평균속도
$\overline{u'^2}, \overline{v'^2}$: X, Y방향으로의 난류응력
$-\overline{u'v'}$: 레이놀즈 전단응력
X : 하향단에서 흐름방향으로의 거리
X' : 격자(grid) 장착위치로부터 흐름방향으로의 거리
X_r : 재부착지점
Y : 후미원주표면에서 흐름의 수직방향으로의 거리

*정회원, 부산대학교 · 원 기계공학과 기계기술연구소
**정회원, 부산대학교 생산기계공학과 기계기술연구소
***정회원, 부산대학교 기계공학과 기계기술연구소

Y' : 반원뿔 끝단표면에서 흐름의 수직방향으로의 거리
Y_{max} : 후미원주 표면에서 최대 난류운동에너지 위치까지의 수직거리
u_τ : 벽면전단속도 $(\tau_w/\rho)^{1/2}$
u^+ : u/u_τ
y^+ : $\frac{yu_\tau}{\nu}$
β : Clauser 압력구배변수
Δ : 결손두께
θ : 운동량두께
Λ : 와도두께
ν : 동점성계수
τ_w : 벽면전단응력
Ψ : 유선함수

1. 서 론

지금까지의 박리 및 재부착흐름에 대한 연구결과를 토대로 볼 때 하향단흐름에 지배적인 여러 물리적 인자들에 관한 연구는 상당히 많이 수행되어 왔다. 그러나 그 대부분이 흐름방향으로의 압력구배나 종횡비 그리고 박리점 경계층의 상태에 관한 경우이며, 입구조건의 변화에 대한 연구결과는 많지 않다. 특히 입구조건중에서도 Eaton & Johnston[1]에 의해 중요한 인자로 제시된 자유흐름난류(free stream turbulence)의 영향에 관한 체계적인 연구는 매우 드물다. 종래 경계층의 천이, 박리 그리고 모델의 항력 등의 문제와 관련하여 자유흐름난류의 영향은 많은 관심을 모아왔다. Kline et al.[2]는 평판 난류경계층에 미치는 자유흐름난류의 영향을 실험적으로 조사하여 경계층의 두께는 자유흐름난류의 증가에 따라 증가함을 관찰하였다. 또한 Meier[3,4]는 경계층에서 자유흐름난류의 영향을 조사하였는데, 경계층의 특성은 자유흐름난류가 0.2%보다 클 경우에 자유흐름난류의 영향을 받는다고 하였다. 그 외 Junkhan & Serovy,[5] McDonald & Kereskovsky[6] 그리고 Evans[7] 등 많은 연구자들이 경계층에서 자유흐름난류의 영향을 조사하였다.

한편, Patel[8]은 자유흐름난류의 영향을 평면혼합층(plane mixing layer)과 축대칭 제트(axisymmetric jet)에 대하여 살펴본 결과 자유흐름 난류강도가 0.5%에서 1.4%로 증가하면 전단층의 성장률은 약 30% 증가함을 발견하였다. 따라서 자유흐름난류가 전단층에서 자체 생성된 난류보다도 작은 경우라 하더라도 유동특성 변화에 미치는 그 영향은 무시할 수 없음을 증명하였다. 특히 하향단과 같은 박리 및 재부착흐름에서 박리과정의 억제(suppression)와 제어(control)에 관한 관점에서 많은 관심을 가지고 활발히 연구를 수행하고 있다. 최근에 Isomoto & Honami[9]는 입구조건중 벽면근처에서의 난류강도가 하향단 유동구조에 큰 영향을 미치는 중요인자라 하였으며, 난류강도가 클수록 재부착길이는 줄어듬을 보고하였다. 또한 단 인접한 유입영역의 난류는 재부착길이를 결정하는데 중요한 역할을 함을 밝혔다. Kim & Yoo[10]는 자유흐름의 난류강도가 클수록 박리전단층의 성장률이 증가되고 그 결과 박리기포내의 유량이 증가되면서 재부착길이는 줄어듬을 밝힌 바가 있다. 그러나 그 영향에 관한 자세한 물리적 규명이나 실험데이터의 축적은 부족하며 더군다나 축대칭 하향단에서 자유흐름난류의 영향을 체계적으로 조사한 예는 거의 없는 실정이다.

따라서 본 연구는 축대칭 하향단의 유동특성에 대한 계속적인 연구[11~13]로서 자유흐름의 난류강도를 변화시켜 축대칭 하향단유동장을 엄밀히 측정하여 유선의 곡률(streamline convex curvature)효과와 TVC(transverse convex curvature)효과가 동시에 존재하는 경우에서 자유흐름 난류강도의 영향에 대해 실험하였다. 이를 위해 박리 및 재순환 그리고 재발전 유동장에 대한 평균속도장과 난류특성 등을 2성분 레이저유속계(LDV)로 모델의 벽면근처를 포함하여 수동(water tunnel)에서 엄밀히 측정하였으며, 유동가시화실험도 병행하였다. 따라서 이러한 연구를 통하여 재부착과정의 물리적 메카니즘에 대한 보다 명확한 이해와 이러한 복잡한 유동장을 해석하기 위한 난류모델이나 수치해석기법을 개발하기 위한 실험데이터의 축적이 본 연구의 목적이다.

2. 실험장치 및 실험방법

본 연구의 대상이 될 실험모델의 형상인 축대칭 하향단과 그 유동특성이 Fig. 1에 나타나 있다. 사용한 모델의 재질은 테프론으로서 설계시 적용된 형상인 $X^2/D^2+r^2/(D/2)^2=1$의 타원형 반원뿔(elliptic cone)을 CNC 선반을 사용하여 정밀가공하였

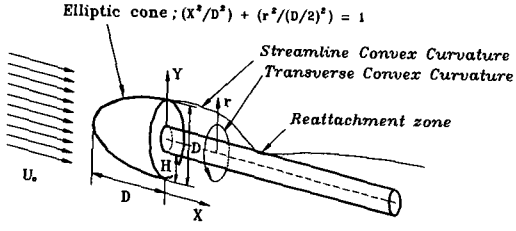


Fig. 1 Flow configuration

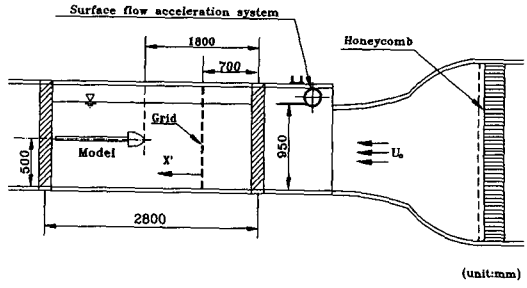


Fig. 2 Experimental setup

으며, 반원뿔 후미의 원주는 스텐인레스 봉을 사용하였다. 이때 반원뿔의 직경(D)은 101.6 mm, 후미 원주의 직경(d)은 50.8 mm이며, 직경비(D/d)는 2.0이다. 따라서 하향단의 높이는(H) 25.4 mm이다. 그리고 반원뿔의 모델은 축대칭 형상으로서 축방향이 유동방향과 일치되게 장착된다. 접근흐름은 균일유동장이며 반원뿔에서 경계층이 형성되고 축대칭 하향단에서 경계층은 박리된다. 박리된 축대칭 경계층은 연속되는 원주에 재부착하게 되며, 재부착후 경계층은 다시 축대칭 난류경계층으로 재발전하게 된다. 본 연구에서 관심을 두고 연구할 물리적 인자는 자유흐름의 난류강도의 변화이며, 그 외에 여러 중요한 인자들도 박리전단층 및 재부착길이 등에 영향을 미칠 것으로 생각되나 본 연구에서는 다른 인자들의 변화는 억제하고 단지 자유흐름 난류강도의 영향에 따른 재순환영역 및 재발달영역까지를 포함한 유동장의 특성고찰에 그 범위를 한정한다. 따라서 이와 같은 조건을 만들기 위하여 가로, 세로가 모두 6 mm인 사각봉과 직경이 6 mm인 원봉을 각각 50 mm 간격으로 격자(grid)로 엮어 시험구간 입구에서 하류방향으로 700 mm 지점에다 설치하였다. 이때 형성된 자유흐름 난류강도는 각각 약 8.5%와 7%이며, 격자를 설치하지 않은 경우에서는 약 3.5%로 나타났다. 따라서 편의상 난류강도가 가장 적은 경우를 G0, 가장 큰 경우를 G2, 그 중간을 G1이라 한다.

한편 실험동안에 자유흐름속도(U_o)는 0.52 m/s로 고정하였으며, 이때 단의 높이를 기준으로 한 레이놀즈수(Re_H)는 10,100이다.

유동실험에 사용될 폐회로 저속수동은 총 저수용량 40톤 규모의 수직 순환형 회류수조이며, 시험부의 크기는 2,800(L)×1,200(H)×1,800(W) mm³이다. 유속은 구동부와 표면류 가속장치의 모터의 회전수를 전기적으로 제어하여 0.1 m/s~2.0 m/s의 범위내에서 적절히 조정이 가능하며, 또한 회류수조의 좌, 우측에 각각 1개씩의 구동용 모터외에 별도의 표면류 가속용 모터가 설치되어 있어 접근흐름의 균일성 조절이 상당히 양호한 이점이 있다. Fig. 2는 본 실험에 사용한 수동의 시험구간과 설치된 모델의 개략도를 나타내고 있다. 한편, 속도측정에 사용한 LDV는 2 color 4 beam의 4 Watt Ar-Ion 레이저로서 후향산란방식이며, 별도의 측정용 광섬유(fiber optics) 프로브를 가지고 있다. 따라서 기존의 LDV와는 달리 측정점의 이동문제가 비교적 편리한 이점이 있으며, 촛점거리도 416 mm 정도로 비교적 길기때문에 시험구간내의 벽면간섭을 거의 받지 않는다. 본 LDV 시스템의 측정체적부의 실질적인 크기는 0.11×0.11×1.61 mm이며, 사용한 신호분석기(IFA 550)는 자기상관방식(auto-correlation type)으로 종래의 카운터방식(counter type)에 비해 처리속도가 매우 빠르고 고분해능처리(high resolution processing)가 가능한 장점이 있다. 그리고 시간분해능은 2 ns이며, 주파수 범위는 1 kHz 15 MHz이다. 또한 신호분석기에는 PC와의 연결이 가능한 다점 인터페이스카드(multichannel interface card, MI 550)와 별도의 아날로그보드를 설치하고, 또한 PC에는 직접호출방식 인터페이스카드(DMA interface card, Model 6260)을 설치하여 신호의 획득 및 분석과정이 모두 PC로 온라인(on-line)이 되도록 전체 시스템을 구성하였다.

본 실험에서 데이터 획득은 유속평균 및 레이놀즈 응력치들을 얻기 위하여 coincidence mode로 처리하였으며, 산란입자는 평균 입자지름이 1.62 m인 Titanium dioxide(TiO_2)를 사용하였다. 그리고 표본개수는 대략 2000~4000개 정도로 하였으며, 통계처리과정에서 속도편의 수정(velocity bias correction)을 위하여 통과시간보상(transit time weight-

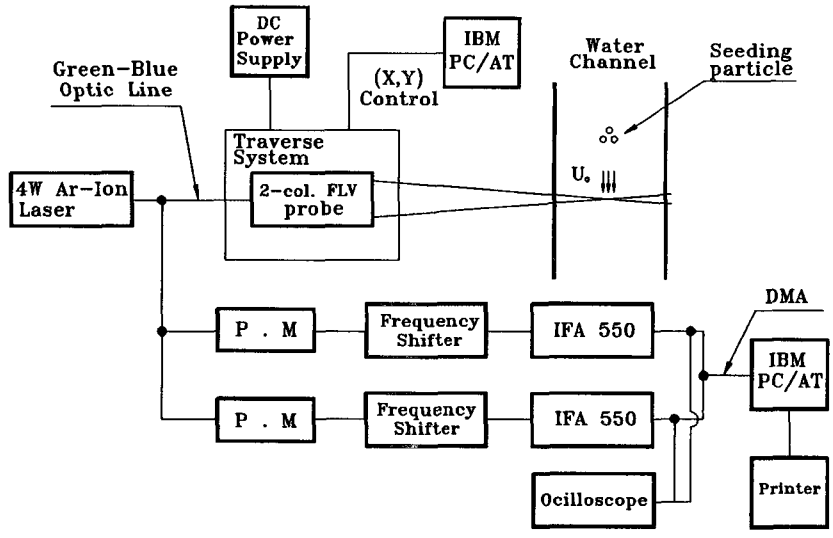


Fig. 3 Schematic diagram of 2-D LDV measurement system

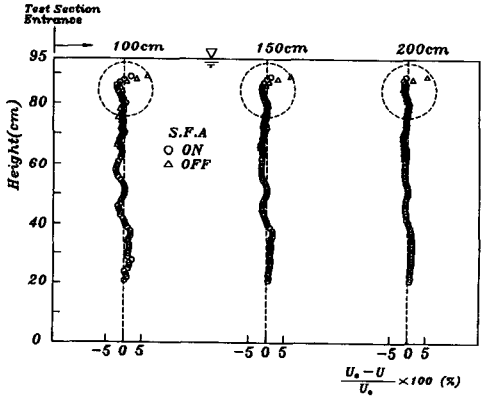
ing)방법을 사용하였다. 또한, 데이터를 분석할 때에는 표준편차(σ)를 구하여 3σ 이상의 데이터는 버리고 통계처리를 하였다. 측정구간은 각 모델의 단의 높이(H)로 무차원하여 흐름방향과 수직방향으로 각각 $0<X/H<30$, $0<Y/H<2.5$ 구간내에서 2차원 자동이송장치를 사용하여 실험을 수행하였으며, Fig. 3는 이상의 측정시스템의 개략도를 나타내고 있다.

그리고 유동가시화 실험은 레이저 광원과 실린더형 렌즈를 사용하여 두께 1 mm, 폭 30 cm 정도의 얇은 시트(sheet) 빔을 만들고 또한 반원뿔 상에는 미세한 구멍을 뚫어 우유와 알콜을 적당하게 섞은 형광염료를 내뿜음으로써 전단층에서 박리한 대규모와(large scale eddy)의 거동을 관측하였다. 이때 가시화 결과는 정량화시키지는 않았지만 VTR로 촬영을 하여 전단층의 움직임을 자세히 관찰하는데 사용하였으며, 또한 형광염료 대신에 직경이 100 μm~200 μm 정도인 polyvinyl chloride 입자를 사용하여 사진촬영도 하였다.

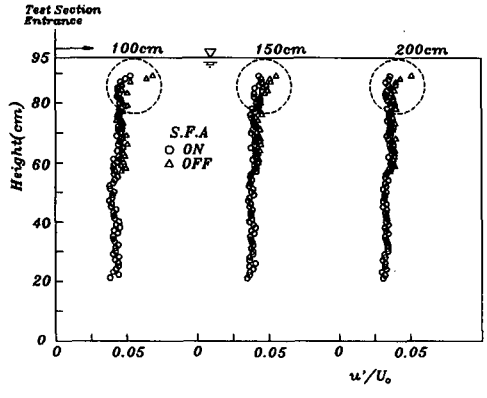
3. 실험결과 및 고찰

3.1 수동성능 및 실험조건

먼저 실험모델과 격자를 장착하지 않은 상태에서 본 실험에 사용된 수동(water tunnel)의 성능시험을 수행하기 위하여 시험구간내의 하류방향으로 3개 지점에서 획득한 평균속도와 난류강도분포를



(a) $\frac{U_o-U}{U_o}\times 100(\%)$



(b) Turbulent intensity

Fig. 4 Uniformity test in the recirculating water channel

Fig. 4(a), (b)에 같이 나타내었다.

본 수동의 특징은 회류수동(circulating water tunnel)으로 별도의 표면류 가속장치(surface flow acceleration system, S. F. A)가 설치되어 있는데, 이 장치를 작동시킨 결과 작동시키지 않을 때에 비하여 자유표면쪽에서 상당한 차이를 나타내고 있음을 확인할 수 있었다. 시험구간 입구에서 약 150 cm 이전까지는 수동의 상류에 설치된 벌집틀 등의 영향으로 평균흐름의 균일도가 비교적 큰값으로 나타났으며, 아울러 자유표면쪽에서 속도차가 두드러지게 나타났다. 또한 그 영향으로 난류강도도 표면류 가속장치를 작동시키지 않은 경우가 훨씬 불균일하게 분포되어 있으며, 어느 정도 표면 아래쪽으로의 흐름에도 이 영향이 미치고 있는 것을 볼 수가 있었다.

따라서 본 연구에서 모델의 장착위치는 시험구간 입구에서부터 하류방향으로 약 180 cm 지점에 위치하도록 하고 또한 표면류 가속장치를 가동하여 실험에 임하였다. 이때의 자유흐름 난류강도는 약 3.5%로 비교적 크게 나타났으나 시험구간 상류에 별도의 난류생성용 격자를 설치한 경우에 약 7%와 8.5%의 난류강도가 각각 만들어졌음으로 이들 경우의 비교에 대해서는 크게 문제가 되지 않는다고 본다. Fig. 5는 이때 형성된 세 가지 경우, 즉 G0, G1, G2의 경우, 격자로부터 $X'=110$ cm 지점인 모델의 장착위치에서 구한 평균속도분포와 난류강도분포를 나타내고 있다. 그 결과 각 경우에 대해서 흐름의 수직방향으로 대체로 균일한 속도분포와 난류강도분포를 얻을 수가 있었으며, 따라서 자유흐름 난류강도의 크기에 따른 본 실험조건은 만족할 만한 것으로 판단된다.

Fig. 6은 이상의 세 가지 경우에 대해서 하류방향으로 자유흐름 난류강도의 소멸정도를 알아보기 위하여 모델이 장착될 지점인 $X'=110$ cm에서부터 하류방향으로 실험모델의 측정범위인 단의 높이의 30배 지점까지 구한 흐름방향으로의 난류강도분포를 나타내고 있다. 자유흐름 난류강도가 큰 경우 소멸률은 조금 크게 나타나나 전체적으로는 약 5% 미만으로 측정범위내에서는 거의 일정한 것으로 나타났다. 따라서 전방에 설치된 격자로 부터 생성된 난류강도는 이 위치에 도달하면 안정화되는 것으로

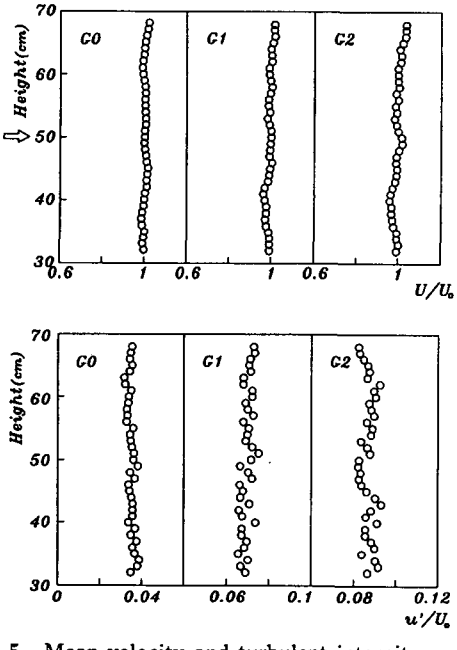


Fig. 5 Mean velocity and turbulent intensity profile of freestream at X′=110 cm

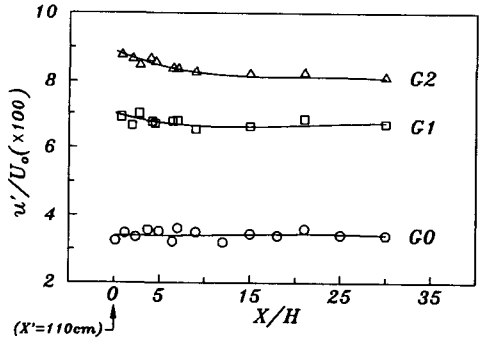


Fig. 6 Decay of turbulent intensity

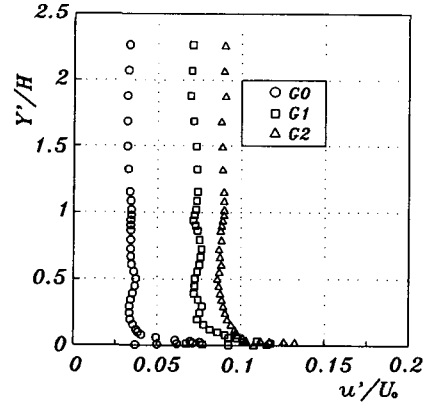


Fig. 7 Turbulent intensity at the separation point(X/H=0)

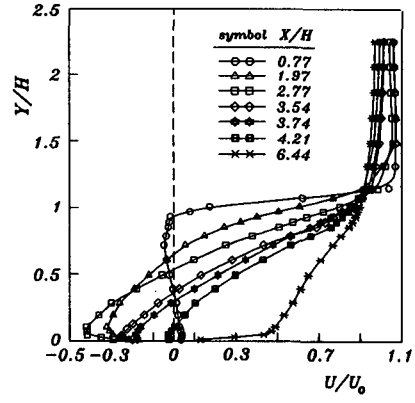
보아 각 경우 모두 소멸률에 따른 영향은 거의 없는 것으로 판단된다.

한편, 모델을 장착한 상태에서 반원뿔에서 박리하는 지점, 즉 $X/H=0$에서 난류강도분포를 Fig. 7에 나타내었다. 본 LDV의 측정체적부의 두께가 약 0.1 mm정도이므로 비교적 경계층 내부에서의 속도측정도 상당히 유리하며, 종래의 열선 프로브의 경우 벽면과 열선과의 상호 열전달로 인한 오차가 크게 발생하는 것과 비교해 볼때 벽면근처에서의 데이터에 대한 신뢰성도 높다고 판단된다. 측정결과 자유흐름 난류강도의 차이는 외부유동에 비하여 그다지 크게 나타나지는 않지만 Isomoto & Honami[9]의 실험에 의하면 벽면근처에 위치한 물체의 후류로부터 생성된 난류강도가 자유흐름 난류강도보다 훨씬 큰 영향을 미치는 것으로 나타났다. 또한, 운동량두께(θ)를 기준으로 한 레이놀즈수(Re_θ)는 $Re_\theta<300$ 정도로 박리시 경계층의 상태는 모두 층류상태임을 알 수 있으며, 본 실험조건에서 볼때 자유흐름 난류강도의 영향은 하향단에서 박리할 때의 전단층의 상태에 직접적인 영향을 미치지 않는 것으로 나타났다.

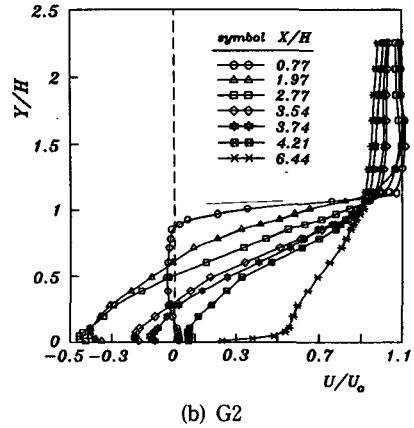
3.2 평균속도분포

Fig. 8은 자유흐름속도(U_o)를 모두 0.52 m/s로 고정하고 자유흐름 난류강도가 가장 작은 경우와 큰 경우에 대하여 흐름방향의 각 지점에서 구한 평균속도를 자유흐름속도와 단의 높이(H)로 무차원시킨 결과이다. 약 $X/H=3.0$까지는 자유흐름 난류강도가 큰 경우 역흐름의 속도가 좀더 크게 나타났으며, 그 이후는 역흐름이 빨리 감소되어가는 현상을 볼 수가 있다. 또한 $X/H=2$ 지점까지는 외부전단층($Y/H>1.2$)에서의 자유흐름속도에는 거의 변화가 없으나 내부영역($Y/H<1.2$)에서는 심한 변화가 있는 것으로 나타났다.

2차원 하향단의 경우 Isomoto & Honami[11]에 의하면 이것은 자유흐름에서 내부 혼합층으로의 유입률(entrainment rate)은 작지만 단 구석영역으로부터의 유입률은 크기 때문에 나타나는 현상으로 2차원 하향단의 경우 $2.5H$ 범위내에서는 혼합층의 발달과정은 바로 이러한 유입과정에 의하여 지배받는다고 하였다. 따라서 $2.5H$까지의 영역을 소위 "*entrainment region*"이라 하였다. Kim & Yoo[10]는 같은 2차원 경우에 대해 이 영역을 $3H$ 정도로 구한 바가 있는데, 본 실험도 이들 경우와 유사한



(a) G0



(b) G2

Fig. 8 Streamwise mean velocity profiles

결과를 얻었으나 그 영역은 $2H$ 정도로 다소 축소된 것으로 나타났다.

$X/H=4.21$지점에서의 속도분포를 보면 G0의 경우 벽면 근처에서 재순환 영역내로의 역흐름이 일부 감지되나, G2의 경우 이미 역흐름이 사라진 것을 확인할 수가 있는데 본 LDV 경우 한측정점당 약 2~4분의 시간이 소요되는 것을 감안할 때 평균적인 의미에서 비교적 정확한 값이라고 판단된다. 따라서 재부착길이는 본 실험범위에서 볼때 자유흐름 난류강도의 증가에 따라 각각 4.25, 4.1, $3.9H$로 약 8.2%가 감소되는 것으로 나타났다. 전반적으로 재부착길이는 2차원 하향단의 경우에 비하여 훨씬 짧게 나타났는데, 그 이유는 반원뿔에서 박리한 전단층이 강한 역압력구배에 의하여 선단쪽으로 작용하는 흡입압력(suction pressure)의 크기가 축대칭의 경우에 작용할 수 있는 면적이 2차원의 경우보다 상대적으로 크므로 계단에서 박리한

전단층을 당기는 힘도 더 세기 때문으로 판단된다.

Fig. 9는 재순환영역내의 평균속도의 역흐름 크기를 무차원 재부착길이, $X^*(=(X-X_r)/X_r)$에 대하여 나타낸 것이다. 최대 역류속도의 크기는 G0, G2의 경우 U_o의 42%, 45% 정도로 2차원 하향단의 경우(Pronchick,[14] Adams & Johnston[15]) 약 20%보다도 훨씬 크며, 자유흐름 난류강도가 클수록 그 영역도 비교적 넓게 분포하고 있다.

흐름방향으로의 속도성분을 적분하여 구한 유선함수(stream function)을 Fig. 10에 나타내었다. 이때 유선함수, Ψ는 다음과 같은 방법으로 구하였다.

$$\psi=\int_o^y\left(\frac{U}{U_o}\right)dy$$

재순환영역에서 Ψ의 최소값은 2차원 하향단의 경우 대략 $-0.06<\Psi<-0.04$에 비해 역흐름 속도가 큰 관계로 $-0.12<\Psi<-0.1$ 정도로 훨씬 작게 나타났으며, 자유흐름의 난류강도가 클수록 최소값의 영역도 보다 넓게 나타나는 경향을 보이고 있다. 이는 단지 다른 조건들은 최대한 일정하게 유지하여 실험을 하였기 때문에 전적으로 자유흐름 난류강도의 영향으로 나타난 결과로 볼 수 있으며, 자유흐름 난류강도의 증가에 의하여 재순환영역내의 역류하는 유량이 보다 증가됨을 의미한다. 또한 계단에서 하류방향으로 $\Psi=0$까지의 재부착길이도 짧아지면서 최소값 영역도 훨씬 계단쪽으로 옮겨감을 볼 수가 있다. 그 영향으로 계단구석 근처에서의 모서리와 영역도 점차 줄어드는 것으로 나타났으며, 전체적으로 자유흐름 난류강도의 영향으로 유동구조가 계단쪽으로 이동한 것으로 볼 수 있다.

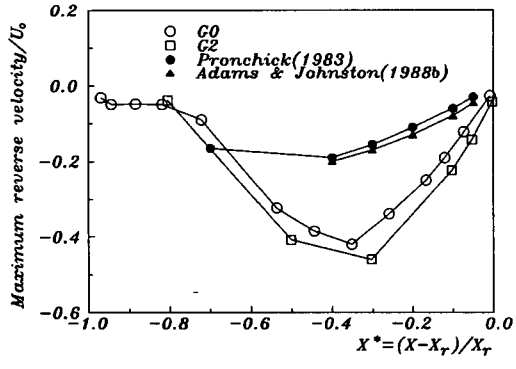
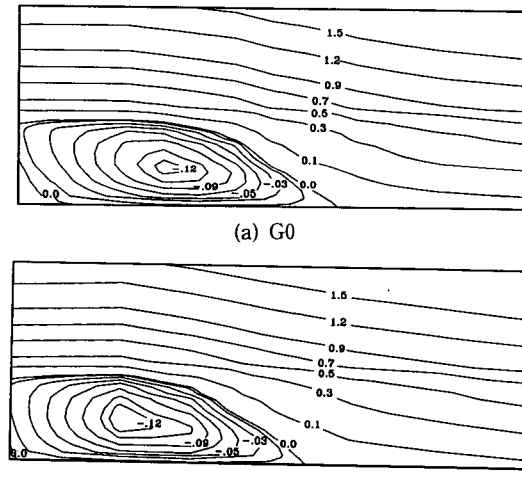


Fig. 9 Distribution of maximum reverse-flow velocity in the recirculation region

이상의 결과에 대한 보다 원인을 고찰해 보기 위하여 박리전단층의 확산비를 구하여 Fig. 11에 나타내었다. 여기서는 흐름방향으로의 평균속도가 U_o의 10% 및 90%가 되는 지점의 벽면으로 부터 거리의 차를 구하여 H로 무차원화한 기울기(slope)를 평면혼합층의 경우와 비교하여 나타내었다. 본 실험과 같은 축대칭의 경우 기울기는 각각 0.102, 0.146, 0.178로서 평면혼합층 경우(Pui & Gartshore[16]) 약 0.042에 비하여 상당히 크게 나타났는데, 이는 바로 박리전단층의 경우 평면혼합층의 경우와는 다르게 전단층 아래쪽의 난류강도가 훨씬 크게 나타나기 때문으로 보여진다. 또한 이 값들은 2차원 하향단의 경우(Yoo & Baik[17]) 0.05~0.07 정도에 비해서도 역시 큰 값을 의미한다. 전체적으로 자유흐름 난류강도의 영향으로 기울기는 점차 증가하는 것으로 보아 자유흐름 난류강도는 전단층



(a) G0

(b) G2

Fig. 10 Streamlines patterns

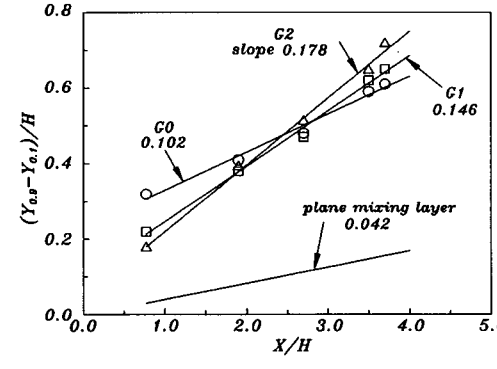


Fig. 11 Spreading ratio of the separated shear layer

의 확산비에 직접적인 영향을 미친 것으로 나타났다. 이는 자유흐름 난류강도의 증가로 역시 박리전단층의 성장률이 증가됨을 보인 Kim & Yoo[10]의 실험결과와도 잘 일치하고 있다. 여기서 이들은 압력계수를 측정한 결과 난류강도가 큰 경우 압력회복율도 크다는 사실로부터 재부착길이가 짧아짐을 확인하였다. 따라서 자유흐름 난류강도의 영향으로 전단층의 확산이 보다 촉진되어 재순환영역으로 역류되는 전단층의 유입량을 증가시킴으로써 결국 재부착길이가 줄어드는 것으로 판단된다. 즉 Fig. 10에서도 나타났듯이 전단층의 유입률의 증가는 박리기포내 순 순환량(net circulation)을 증가시키므로 역류되는 유량이 증가되어 재부착길이를 감소시킨 것으로 해석된다.

Fig. 12는 전단층의 성장률(growth rate)을 알아보기 위하여 와도두께(vorticity thickness, Λ)를 다음과 같이 계산하여 구하였다.

$$\Lambda = 1 \Big/ \left| \frac{d(U/U_o)}{dy} \right|_{\max}$$

그 결과 재순환영역내의 크기는 평면혼합층보다는 작은 값을 보이나 초기전단층 성장률과 재부착영역 부근에서의 성장률은 훨씬 빠르게 나타났다. 또한 재순환영역내의 성장률은 G2의 경우가 다소 크게 나타나 Fig. 11의 결과와도 잘 일치하고 있다.

Fig. 13은 각각의 경우에 있어서 회복구역내의 재발달 경계층의 평균속도분포를 내부층변수(inner variable)를 사용하여 나타내었다. 전체적으로 벽면에 가까운 부근의 속도분포는 자유흐름 난류강도의 영향과는 상관없이 매우 빠른 부착경계층의 형태로 회복되어 벽면대수법칙과 잘 일치하나, 대수영역의 기울기가 약간 감소해 있는 것을 볼 수가 있다. 또한 벽면에서 떨어진 외부층(outer layer)은 본 실험의 최종 측정점인 $X/H=30$까지도 난류경계층의 형태로 완전히 회복되지 않았다. 즉 박리전단층에서 형성된 대규모와들의 존재로 인하여 상당히 긴 거리에 걸쳐서 회복되어 가고 있으나, 그 경향은 자유흐름 난류강도가 클수록 회복이 비교적 빠르게 나타나고 있다. 이는 종래 2차원 후류에서 자유흐름난류의 영향을 조사한 Kiya et al.,[18] Nakamura et al.[19] 등에 의하면 대규모와의 운동이 자유흐름 난류강도의 증가에 의해 보다 빨리 와해되어 훨씬 빨리 국소평형(local equilibrium)에 도달한다는 사실과도 잘 일치하는 것으로 보인다.

Fig. 14는 결손두께(defect thickness)와 결손속도형(velocity defect form)으로 무차원화시킨 재발달

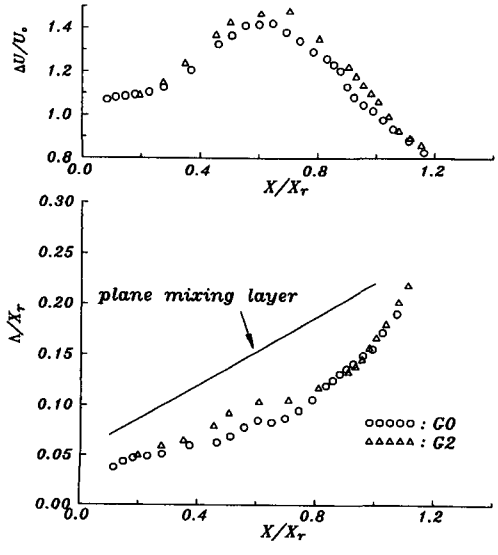


Fig. 12 Growth of the vorticity thickness

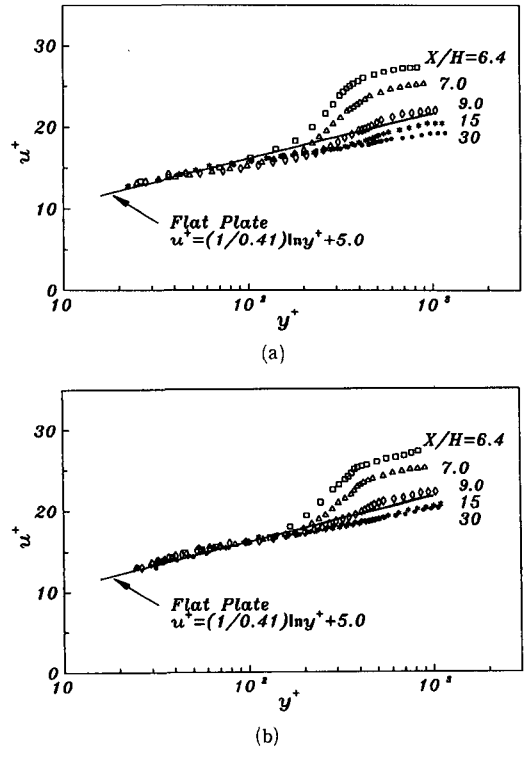


Fig. 13 Mean velocity profiles in the redeveloping region

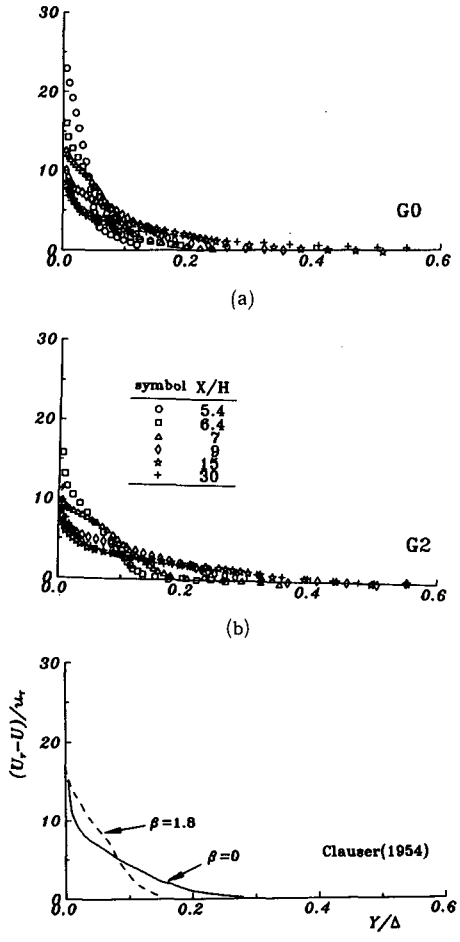


Fig. 14 Velocity defect profiles

경계층의 평균속도분포이다. 역시 자유흐름난류강도의 영향으로 재부착영역에서 속도결손 분포형태는 다소 차이가 나타나며, 각 하류방향으로 X/H =15, 30의 위치의 분포는 비교적 서로 잘 일치하여 상당히 자기보존(self-preserving)적이지만 비슷한 균형변수값을 갖는 균형경계층과는 아직 많은 차이가 있다. 그러나 전체적인 경향은 자유흐름 난류강도가 클수록 자기보존정도가 다소 촉진되는 것으로 나타났다.

3.3 난류특성

일반적으로 박리 및 재부착흐름에서 나타나는 재순환영역은 흐름의 속도크기는 작지만 큰 비정상 난류떨림이 존재하며 난류강도가 매우 크고 역흐름이 빈번하기 때문에 측정에 상당한 엄밀함이 요구된다 하겠다. 또한 측정데이터 역시 고난류장이나 역류가 빈번한 곳에서 측정상의 어려움이 많은 열선프로브 등을 사용한 결과가 대부분으로 각 실험치마다 많은 차이를 보이고 있다.

재부착영역내의 난류응력값은 상당히 크게 나타나는데 그 이유에 대해 여러가지 제안이 있어 왔으나, 아직까지 정확한 물리적인 타당성은 입증되지 않고 있다. Eaton & Johnston[1]에 의하면 낮은 주파수의 불안전성으로 인하여 측정된 난류강도가 재부착 자유전단층에서 매우 크게 나타나는 주요 원인임을 제시한 바 있다. 또한 이 불안정성은 자유전단층의 기본적인 구조에는 거의 영향을 미치지 않지만 측정된 결과에는 차이를 나게 하는 가장 중요한 이유라 하였다. 그러므로 상대적으로 짧은 시간 내의 평균값으로 한번씩 데이터를 획득하는 측정방법에서는 불확실성(uncertainty)에 가장 큰 영향을 야기할 수 있다고 볼 수 있다. 특히 이와 같은 낮은 주파수의 불안정성은 공학적으로 상당히 중요한 의미를 가지는데, 연소기나 풍동노즐(wind tunnel nozzle) 등의 공학적인 제반장치에 심각한 문제를 야기시키는 것으로 알려져 있으며, 박리흐름에 대한 난류모델링에도 많은 어려움을 주기도 한다.

Fig. 15는 $X/X_r=1.02$ 지점의 전단층 외부층 근처에서 흐름방향으로의 스펙트럼 분포를 구하여 나타낸 것으로 난류 데이터를 스펙트럼 분석함으로써 시간평균 데이터에서 낮은 주파수의 섭동영향을 보다 정량적으로 파악할 수가 있다. 이 때의 스펙트럼 분포는 수직방향으로의 대규모 와거동에 의하여 약 0.28 Hz 부근에서 매우 넓은 형태의 피크(peak)를 가지는 것으로 나타났으며, 무차원주파수 FH/U_o는 약 0.011 정도이다. 또한 스펙트럼 분포상에서의 중요한 난류에너지는 대규모와의 이동에 의한 주파수보다 훨씬 낮은 주파수에서 나타나고 있다. 즉, 흐름방향 난류에너지의 비교적 많은 부분이 대규모와에 의한 주파수보다도 상당히 낮은 주파수에서 일어난 것을 보여주고 있다. 그러나 여기서 구한 값들은 레이저유속계의 특성상 불연속적인 순간속도 값에 대한 결과이고, 또한 낮은 주파수 범위에서 피크를 확인할 정도의 정밀도도 충분하지 못함으로 스펙트럼 분포에는 다소의 오차는 있으리라 예상된다. 따라서 이에 대한 검증을 위하여 별도로 가시화 실험을 VTR로 촬영하여 정밀하게 분석을 해본 결과, 박리전단층으로부터 대규모와의 이동외

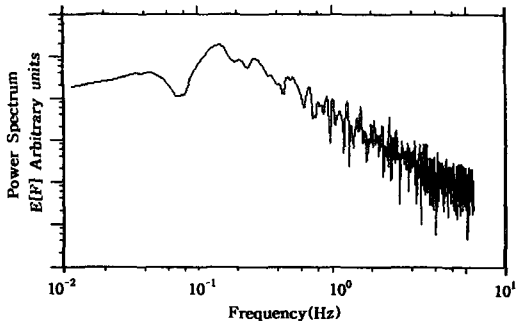


Fig. 15 Power spectrum of velocity fluctuations near the outer edge of the shear layer at $X/X_r=1.02$

에 불안정성으로 인한 영향으로 보이는 움직임이 재부착과정에서 약 4~6초 정도로 비주기적으로 긴 시간경과 동안 지속적으로 나타남을 확인할 수가 있었는데, 이에 해당하는 주파수는 대략 0.15~0.25 Hz로 나타났다. 이 값은 앞서 언급한 낮은 주파수의 불안정한 운동에 해당되는 것으로 보이며, 그 이유는 재순환영역으로부터 전단층 유입과 재부착위치 부근에서 전단층으로의 재유입이 일시적인 불균형으로 인하여 생기는 것으로 판단된다. 따라서 이들에 대해서는 보다 정확한 측정이 요구된다고 보여지지만, 본 연구의 결과로 판단해 볼때 재부착영역 내의 큰 난류응력이 존재하게 되는 것은 바로 이와 같은 낮은 주파수의 불안정성의 영향과 실제 난류응력이 서로 중첩되어 나타남으로 인하여 시간평균 난류값에도 심각한 영향을 미치는 것으로 보인다.

Fig. 16은 서로 다른 시간간격을 두고 사진촬영한 가시화 결과를 나타내고 있다. 여기서 재부착과정을 보다 명확하게 파악하기 위하여 단의 높이가 이 보다 훨씬 큰 경우($D=101.6$ mm, $d=25.4$ mm, $H=38.1$ mm)에 대하여 가시화실험을 하였는데, 이 때의 재부착길이는 약 $3.5H$ 부근으로서 이 결과는 앞서 LDV로 측정한 결과와 잘 일치하였다.[12] 여기서도 이와 같은 낮은 주파수의 불안정성 영향으로 재부착과정에서의 움직임이 상당히 다르게 나타난 것을 확인할 수가 있었는데, 위의 경우는 전단층으로의 유입과 재유입률이 서로 균형을 이루고 있을 때이며, 아래의 경우는 일시적인 불균형을 이루고 있을 때의 것으로 앞에서 언급한 결과를 잘 뒷받침하고 있다고 본다.

한편 Fig. 17은 이 위치에서 시간간격을 0.2초로 하여 약 14초 동안의 속도변동값을 나타것이다. 재

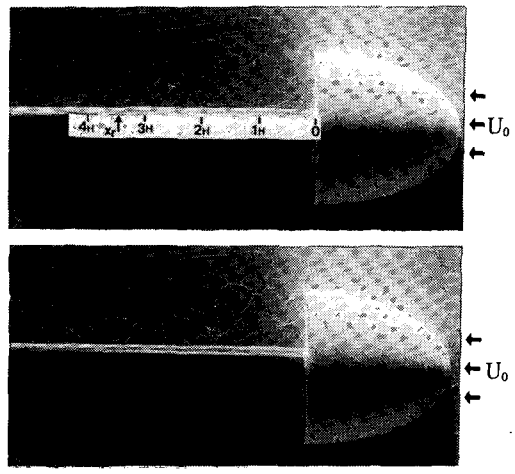


Fig. 16 Comparison of flow patterns visualized behind axisymmetric backward-facing step using Polyvinyl Chloride at different time(D=101.6, d=25.4, H=38.1 mm)

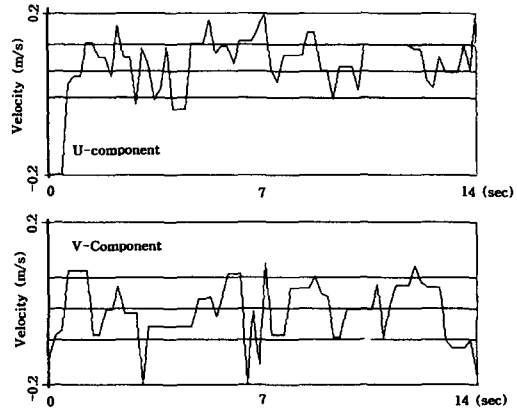
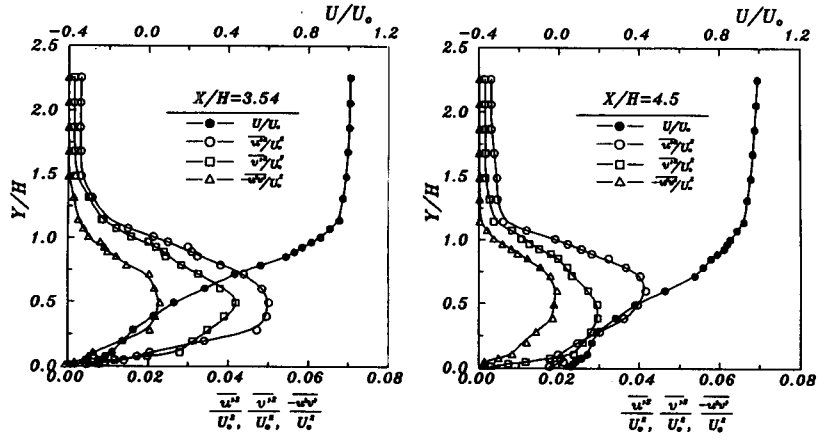
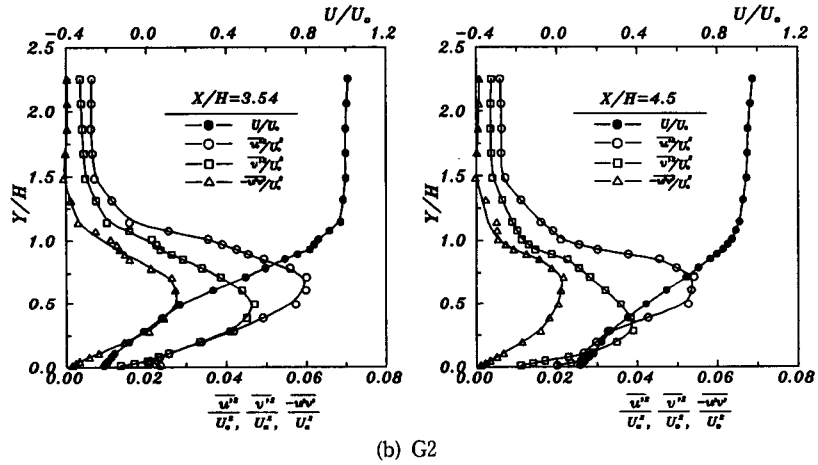


Fig. 17 Variations of instantaneous velocity near the outer edge of the shear layer at $X/X_r=1.02$

부착영역에서 흐름과 수직방향으로 모두 어느 정도 상관관계를 가지면서 상당한 속도변동이 나타났으며, 이 영향으로 재부착위치도 짧은 시간동안에 고정된 것이 아니라 상·하류쪽으로의 움직임이 있음을 알 수가 있다. 따라서 평균적인 의미에서 이 위치는 대규모와의 이동 주기보다 훨씬 긴 시간동안의 측정이 되어야 할 것으로 보인다. Eaton & Johnston[1]에 의하면 이 영역은 약 $\pm 1H$의 범위를 가짐을 밝힌 바 있으며, 이 데이터 외의 다른 데이터에서도 마찬가지로 어떤 특별한 주기성은 발견되지 않았다.



(a) G0



(b) G2

Fig. 18 Turbulent intensity and Reynolds shear stress profiles at X/H=3.54 and X/H=4.5

Fig. 18(a), (b)는 재부착위치 전방인 $X/H=3.54$ 지점과 재부착위치 후방인 $X/H=4.5$ 지점에서 $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $-\overline{u'v'}$의 분포를 평균속도분포와 서로 비교하여 나타내었다. 전단층의 외부구간에서는 자유흐름 난류강도의 영향으로 G2의 경우가 G0의 경우에 비하여 10~20% 정도 크게 나타났으며, 내부구간에서도 같은 경향을 보이고 있다. 또한 각 응력의 최대값은 흐름방향으로의 난류응력 $\overline{u'^2}$이 가장 크며 전단응력 $-\overline{u'v'}$가 $\overline{u'^2}$의 35~45% 정도로 가장 작게 나타났으며, 그 위치도 흐름방향에 대하여 수직방향으로의 속도구배 (du/dy)가 최대인 부근에 위치하고 있는데, 이는 종래의 연구결과와도 잘 일치하고 있다. 결국 자유흐름 난류강도의 영향은 재부착과정에서 난류값들의 크기에 영향을 미치며, 특히 흐름방향 난류응력에 큰 영향을 미치는 것으로 나타났다.

Fig. 19는 흐름방향의 각 단면상에서 구한 단위질량당 난류에너지, k, 분포를 재순환영역에서 먼 재발달영역인 $X/H=30$까지 나타내었다. 본 연구에서는 다른 연구에서와 마찬가지로 횡방향 난류응력을 $\overline{w'^2}=1/2(\overline{u'^2}+\overline{v'^2})$로 가정하여, $k=\frac{1}{2}(\overline{u'^2}+\overline{v'^2}+\overline{w'^2})\approx\frac{3}{4}(\overline{u'^2}+\overline{v'^2})$로 하였다. 이 관계는 Moss & Baker[20]의 실험에 의하면 재부착위치 전방의 전단층에서는 이러한 가정과 잘 일치하였다. 그러나 재부착위치 부근으로 갈수록 전단층내의 $\overline{w'^2}$은 $\overline{v'^2}$와 비슷한 크기로 나타났으며, 재부착구역의 벽면근처에서는 $\overline{w'^2}$이 가장 크게 나타났다. 따라서 위의 가정으로부터 얻은 난류에너지는 다소 오차를 포함하고 있으리라 예상된다.

난류에너지 분포의 전체적인 변화형상은 난류응

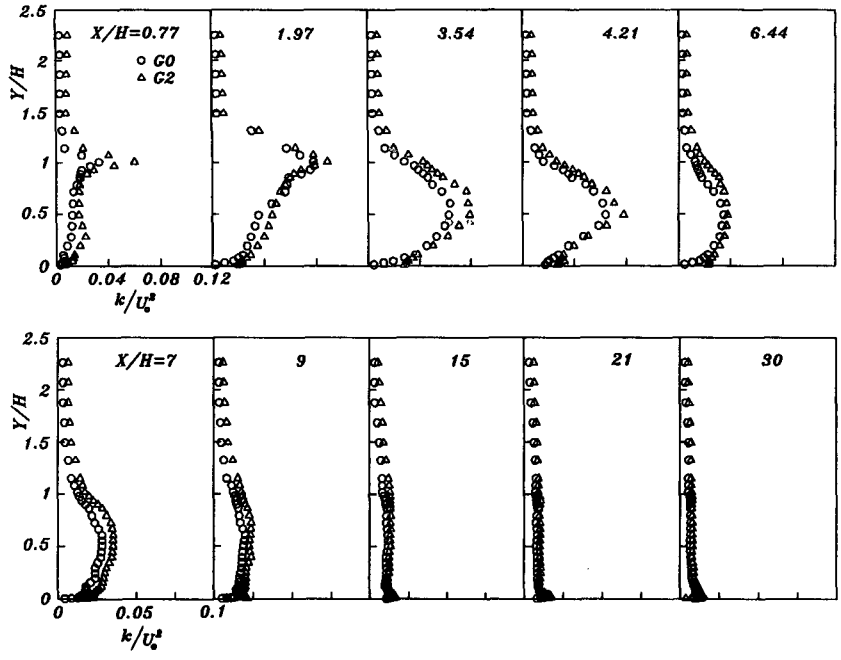


Fig. 19 Turbulent kinetic energy profiles

력의 경우와 유사하게 나타났다. 난류운동에너지는 하향단하류로 갈수록 전단층이 발달함에 따라 난류운동에너지가 큰 구간이 점차 넓게 퍼지며, 재순환영역 내에서는 그 형태가 뾰쪽한 형태이지만 재부착지점을 지나면 그 형태가 비교적 완만한 경사형태로 변한다. 최대 난류운동에너지를 가지는 지점의 후미원주 벽면으로부터의 수직방향으로의 거리(Y_{max})는 재부착지점으로 갈수록 줄어들다가 재부착지점을 지난 후 다시 증가하는 형태를 보이고 있다. 특히 자유흐름 난류강도의 차이로 인하여 재순환영역 내에서 Y_{max}는 각 지점에 따라 다소 차이를 나타내고 있으며, 또한 재부착과정에서 하류로 흘러가면서 재부착과정에서 벽면과의 강한 상호간섭과 볼록한 유선곡률 그리고 강한 역압력구배 등으로 인하여 난류에너지는 급격히 감소하게 되며, 재부착과정에서 난류운동에너지 값은 벽면에서 멀어질수록 크게 변화하게 되는데 이 사실은 바로 이 영역에서 박리전단층에 의해서 형성된 대규모와들이 벽면으로 인하여 제한을 받기 때문인 것으로 판단된다.

한편, 재발달영역에서 난류운동에너지는 급격히 감소하고 회복구역을 들어가면 Y_{max}는 벽면쪽으로 이동하여 점차 경계층 형태로 접근한다. 그러나 회복과정(relaxation)은 매우 느려서 본 실험구간에서 볼때 $X/H \geq 21$ 정도에서 경계층의 난류응력 형태처럼 벽면의 난류응력이 최대로 되었다.

본 실험결과 자유흐름 난류강도의 영향이 전단층의 외부구간뿐 아니라 재순환영역내에서 크게 나타났는데, 자유흐름 난류강도가 증가함에 따라 난류응력의 값들도 증가하였으며 이들의 값은 평면 혼합층 및 2차원 하향단의 경우보다도 상당히 크게 나타났다. 이와 같이 증가된 난류응력값들은 바로 난류운동에너지 방정식에서 확산(diffusion)이나 생성(production)항들을 증가시킬 것으로 보이며, 따라서 자유흐름 난류강도의 영향은 전단층의 확산비를 증가시키게 되고, 결국 재부착길이를 줄이는 것으로 판단된다.

한편, 자유흐름 난류강도에 따른 흐름과 수직방향으로의 레이놀즈응력의 최대값을 흐름방향으로의 각 위치와 각 경우의 재부착길이 차를 단의 높이로 무차원하여 Fig. 20에 나타내었다. 전체적인 형상은 2차원 하향단의 경우와 마찬가지로 흐름방향의 성분 $\overline{u'^2}$이 가장 크게 나타났으며, $-\overline{u'v'}$가 가장 작은 값을 하고 있지만 그 값들의 크기는 상당히 큰 값을 보이고 있다. 보통 2차원 하향단의 경우 재부착지점에서 상류쪽으로 약 $0H \sim 1.0H$ 정도에

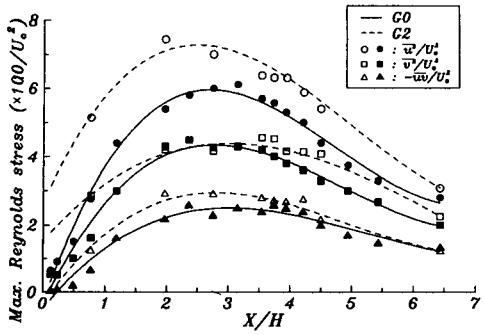


Fig. 20 Streamwise variation of maximum Reynolds stresses

서 피크치를 나타내고 있으나 본 실험의 경우 그보다 0.5H 정도 더 상류쪽으로 당겨진 것으로 나타났으며, 그 경향은 자유흐름 난류강도가 클수록 더 크게 나타났는데 이것은 자유흐름 난류강도의 증가가 전단층의 확산을 보다 촉진시키기 때문인 것으로 보인다. 특히 재순환영역내에서의 분포는 G2의 경우 G0의 경우에 비해 약 20~35%의 증가하는 것으로 나타났다. 따라서 자유흐름 난류강도의 영향은 주로 흐름방향 난류응력에 큰 영향을 미치는 것으로 나타났으나 수직방향 난류응력과 전단응력은 상대적으로 적은 영향을 받은 것으로 나타났다.

4. 결 론

자유흐름 난류강도가 축대칭 하향단흐름에 미치는 영향을 LDV를 사용하여 실험을 한 결과 다음과 같은 몇 가지 결론을 얻었다.

(1) 축대칭 하향단의 경우 재부착길이는 2차원 경우에 비해 짧게 나타났으며, 아울러 재순환영역내에서 난류에너지의 최대정점의 위치도 하향단쪽으로 당겨져 있다. 또한, 자유흐름 난류강도는 재부착길이에 영향을 미치는 중요한 인자로서 자유흐름 난류강도가 클수록 전단층의 확산비가 증가되어 재부착길이가 줄어든 것으로 나타났다.

(2) 자유흐름 난류강도가 클수록 재순환영역내에서 역흐름 운동량이 증가되며, 최소값의 영역이 보다 커지면서 하향단쪽으로 당겨져 나타나고 하향단 구석에서의 모서리와(corner eddy) 영역도 감소된다.

(3) 자유흐름 난류강도의 영향으로 전단층의 내, 외부구간 모두에서 난류운동에너지가 크게 증가되었으며, 특히 재순환영역내에서는 수직방향 난류응력과 전단응력에 비하여 흐름방향 난류응력에 보다 크게 영향을 미치는 것으로 나타났다.

(4) 하향단으로부터 박리된 전단층의 재부착위치 부근에서의 유동가시화 및 난류성분을 스펙트럼 분석한 결과 흐름의 수직방향으로 매우 낮은 주파수의 운동이 존재하는 것으로 나타났다.

(5) 경계층의 외부층에서 박리전단층에서 형성된 대규모와들의 존재로 인하여 상당히 긴 거리에 걸쳐서 벽면법칙으로 회복되고 있으며, 자유흐름 난류강도의 영향으로 회복속도는 보다 빠르게 나타났다.

참고문헌

(1) Eaton, J. K. and Johnston, J. P., 1981, "A Review of Research on the Subsonic Turbulent Flow Reattachment," *AIAA*, Vol. 19, No. 9, pp. 1093~1100.

(2) Kline, S. J. et al., 1960, "Preliminary Experimental Investigation of Effect of Free Stream Turbulence on the Boundary Layer Growth," *NASA, T. N. D. 368*.

(3) Meier, H. U., 1976, "The Response of Turbulent Boundary Layers to Small Turbulence Levels in the External Free Stream," *ICAS Paper No. 76-05*, Canada.

(4) Meier, H. U., 1977, "The Effect of Velocity Fluctuations and Nonuniformities in the Free Stream on the Boundary Layer Development," *Symposium on Turbulent Shear Flows*, Pennsylvania, Vol. 1 pp. 1035~1040.

(5) Junkhan, G. H. and Serovy, G. K., 1967, "Effects of Free Stream Turbulence and Pressure Gradient on the Flat Plate Boundary Layer Velocity Profiles and on Heat Transfer," *Trans. ASME*, Series C, Vol. 89.

(6) McDonald, H. and Kereskovsky, J. P., 1974, "Effect of Free Stream Turbulence on the Turbulence Boundary Layer," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 17, pp. 705~716.

(7) Evans, R. L., 1974, "Free Stream Turbulence Effects on the Turbulent Boundary Layer," *A. R. C. C. P. No. 1282*.

(8) Patel, R. P., 1977, "Effects of Stream Turbulence on Free Shear Flows," *Aeronautical Quarterly*, Vol. 29, pp. 1~17.

(9) Isomoto, K. and Honami, S., 1989, "The Effect of Inlet Turbulence Intensity on the Reattachment Process over a Backward-Facing Step," *J. Fluids Eng.*, Vol. 111, pp. 87~92.

(10) Kim, S. R. and Yoo, J. Y., 1994, "A Study on the Effects of Free Stream Turbulence Intensity on the Backward-Facing Step," *The 3nd KSME-JSME Fluids Eng'g Conference*, Japan, pp. 79~84.

(11) Kim, K. C., Niaki, M. and Lee, Y., 1993, "Convective Heat Transfer From a Heated Convex Cylinder with an Axisymmetric Backward-Facing Step," *The 6th International Symposium on Transport Phenomena in Thermal Engineering*, Seoul, Korea, Vol. 2, pp. 119~124.

(12) 김경천, 부정숙, 양종필, 1994, "축대칭 하향단흐름에 대한 실험적 연구," 대한기계학회논문집, 제18권, 제9호, pp. 2463~2476.

(13) 부정숙, 김경천, 양종필, 1995, "박리전단층이 축대칭 하향단흐름에 미치는 영향," 대한기계학회논문집, 제19권, 제4호, pp. 1102~1115.

(14) Pronchick, S. W., 1983, "An Experimental Investigation of the Structure of a Turbulent Reattaching Flow behind a Backward-Facing Step," Ph. D. Thesis, Stanford Univ.

(15) Adams, E. W. and Johnston, J. P., 1988, "Effects of the Separating Shear Layer on the Reattachment Flow Structure Part Ⅱ : Reattachment Length and Wall Shear Stress," *Exp. Fluids*, Vol. 6, No. 7, pp. 493~499.

(16) Pui, N. K. and Gartshore, I. S., 1979, "Measurements of the Growth Rate and Structure in Plane Mixing Layers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 91, Part 1, pp. 111~130.

(17) Yoo, J. Y. and Baik, S. J., 1992, "Redeveloping Turbulent Boundary Layer in the Backward-Facing Step Flow," *Trans. ASME*, Vol. 114, pp. 522~529.

(18) Kiya, M. and Suzuki, Y., Area, M. and Hagino, M., 1982. "A Contribution to the Free Stream Turbulence Effect on the Flow past a Circular Cylinder," *J. Fluid Mech.*, Vol. 115, pp. 151~164.

(19) Nakamura, H. and Ohya, Y., 1984, "The Effect of Turbulence on the Mean Flow past Two-Dimensional Rectangular Cylinders," *J. Fluid Mech.*, Vol. 149, pp. 255~273.

(20) Moss, W. D. and Baker, S., 1980, "Re-Circulating Flows Associated with Two-Dimensional Steps," *Aeronautical Quarterly*, Vol. 31, pp. 151~172.