

<論 文>

2次元 垂直壁을 지나는 再附着 剝離 剪斷層의
亂流構造에 관한 研究 (I)

金 炅 天* · 鄭 明 均**

(1985年 1月 15日 接受)

Investigation on the Turbulence Structure of Reattaching Separated
Shear Layer Past a Two-Dimensional Vertical Fence(I)

Kyung Chun Kim and Myung Kyoon Chung

Key Words : Separated Shear Layer(박리 전단층), Reattachment Process(재부착 과정),
Wall Pressure and Mean Velocity Profile(벽면 압력 및 평균속도 분포),
Reynolds Stress(레이놀즈 응력), Triple Product(3승곱)

Abstract

Hot-wire measurements of second and third-order mean products of velocity fluctuations have been made in the separated, reattached, and redeveloping boundary layer behind a vertical fence.

Mean velocity, wall static pressure distributions have also been measured in the whole flow field.

Upstream of the reattachment point, the separated shear layer develops as a free mixing layer, but the gradient of the maximum slope thickness, turbulent intensities and the Reynolds shear stress are higher than that of the mixing layer due to initial streamline curvature and the effects of highly turbulent recirculating flow region.

In the reattachment region, Reynolds shear stress and triple products decrease mainly because of the confinement of the large eddies by the solid wall.

In the initial stage of the redeveloping boundary layer, the decrease of triple products near the surface is far more rapid than the decrease of the shear stress; that is the presence of the solid wall has a marked effect on the apparent gradient diffusivity of intensity or shear stress and throws doubts upon the usefulness of the simple gradient diffusivity model in this region.

記 號 說 明

B : 垂直壁 두께

C_p : 壓力係數 = $(P - P_{ref}) / \frac{1}{2} \rho U^2_{ref}$

C_{pmax} : 回復壓力(recovery pressure)

C_{pmin} : 背壓(base pressure)

\hat{C}_p : 無次元 壓力變數 = $\frac{C_p - C_{pmin}}{C_{pmax} - C_{pmin}}$

H : 덕트 높이

h : 垂直壁 높이

k : 亂流 運動에너지

P : 壁面靜壓

P_{ref} : 大氣壓

p' : 亂動壓力

ΔS : 最大勾配 두께

* 正會員, 釜山大學校 工科大学 生産機械工學科

** 正會員, 韓國科學技術院 機械工學科

U	: 흐름 방향 平均速度
U_0	: 局所 自由흐름速度
U_D	: 代表速度
U_{ref}	: 基準速度
U_H	: 混合層의 高速部 平均速度
U_L	: 混合層의 低速部 平均速度
ΔU	: 自由흐름速度와 逆流速度의 차이
u	: 흐름 방향 瞬間速度
u'	: 흐름 방향 瞬間速度의 亂流成分
$-\overline{u'v'}$: 레이놀즈 剪斷應力
V	: 垂直方向 平均速度
v	: 垂直方向 瞬間速度
v'	: 垂直方向 瞬間速度의 亂流成分
W	: 덕트의 幅
X	: 垂直壁으로부터의 흐름 方向座標
X_r	: 再附着길이
x	: 無次元 길이變數= X/X_r
Y	: 흐름에 대한 垂直方向座標
$Y_{m,2}$: $U=U_L/2$ 인 Y 座標
ε	: 亂流에너지 消散
δ	: 境界層의 두께
λ	: 無次元 速度變數= $\frac{U_H+U_L}{U_H-U_L}$
ν	: 動粘性係數
ρ	: 密度
η	: 無次元 길이 變數= $(Y/Y_{m,2})/X$

1. 序 論

亂流 境界層이 壁面의 幾何學的 不連續條件(下向段, 홈, 垂直壁 등)에 의해 剝離 및 再附着되는 現象은 流體工學의 實際 問題에 있어서 매우 重要하므로 오래전 부터 많이 研究되어 왔다⁽¹⁾. 그러나 이와같은 종류의 流動現象은 急激한 壓力變化, 매우 큰 亂流強度, 再循環 領域 등이 複合된 複雜한 亂流 流動이기 때문에 最近에 와서야 L.D.V와 脈動 熱線 風速計(pulsed-wire anemometer)의 등장에 힘입어 信賴性있는 基本量의 測定 實驗이 遂行되고 있다^(1,2).

亂流 모델과 數值的 技法을 利用한 剝離 및 再附着 流動의 理論的 研究 또한 最近 큰 關心을 불러 일으키고 있는데, 얇은 剪斷層 流動에서 效果의 適用된 兒은 $k-\varepsilon$ 亂流 모델의 직접 適用은 實驗値와 현저한 차이를 보이고 있다⁽³⁾. 근래 流線의 曲率 效果를 考慮한 修正 모델의 채용으로 豫測結果를 다소 向上시킬

수 있기는 하나, 보다 根源的인 理論的 解析方法은 아직도 개발의 여지가 많다^(3,4). Bradshaw 와 Wong 은 앞으로 進一步된 모델을 개발하기 위해서는 剝離 剪斷層에서 發展된 큰 규모의 지배적인 應力 傳達(stress-carrying) 亂流 渦(eddy)들의 構造 및 舉動에 관한 詳細한 情報가 要求된다고 主張하였다⁽⁵⁾. Eaton 과 Johnston 은 數值的 豫測모델의 開發을 위해서는 먼저 (1) 逆流를 同伴한 再循環 領域 및 強度 높은 亂流가 發生되는 再附着 區域에서의 信賴性 있는 基本 測定 데이터의 必要, (2) 低周波 非定常 流動 現象을 包含한 剝離 剪斷層 및 再附着 過程에서의 詳細한 亂流 構造에 관한 現象論的 糾明, 그리고 (3) 初期 亂流 境界層의 두께, 自由흐름의 壓力勾配 및 亂流 強度, 形象比 등 初期 및 境界條件들의 變化에 따르는 再附着 길이와 같은 基本的인 因子의 體系의 研究가 必要하다고 力說하고 있다.

剝離 및 再附着 流動에서 가장 관심있는 現象은 自由 混合 形態의 剝離 剪斷層이 壁面에 再附着 되면서 壁面 境界層으로 剪斷層의 종류가 바뀌어지는 過程이다⁽⁶⁾. 여기에 관해서는 흐름의 形態 및 幾何學的 條件이 比較的 簡單한 下向段의 경우에 대해 주로 研究되어왔다. Chandrsuda 와 Bradshaw 는 熱線 風速計(hot-wire anemometer)로 3승곱(triple product) 등 詳細한 亂流 構造의 統計値를 測定하였고⁽⁶⁾, Eaton 등은 壁面에서 瞬間的인 流動의 方向을 感知할 수 있는 熱수술(thermal tuft)을 開發하여 再附着點의 舉動에 관한 定量的인 情報를 구한바 있다^(7,19).

垂直壁은 下向段과 더불어 剝離 및 再附着 流動 現象이 동반되는 基本的인 形態의 幾何學的 條件이지만 Fig. 1에서 보는 바와 같이 下向段보다는 더 複雜한 初期 및 境界 條件이 包含된 流動場을 갖는다. 剝離 區域도 壁前·後部 두곳에 形成되며 壁을 지나면서 初期 流線의 曲率에 存在하기 때문에 再附着 길이가 훨씬 길어진다. 垂直壁을 지나는 亞音速 亂流 流動의 研究는 Arie 와 Rouse⁽⁸⁾, Plate⁽⁹⁾, Good 과 Joubert⁽¹⁰⁾, Arie⁽¹¹⁾, Durst 와 Rastogi^(3,4), Moss 와 Baker⁽¹²⁾, Fraser 와 Siddig⁽¹³⁾, Okamoto⁽¹⁵⁾ 등에 의해 遂行되었고 Table 1에 이들의 實驗 條件에 대한 要約이 나와 있다.

지금까지 發表된 垂直壁을 지나는 亂流 流動에 관한 研究는 주로 平均 速度 分布 및 壁面 壓力 分布, 亂流 強度의 測定 등에 局限되어 왔다. 그러나 이와 같은 資料만으로는 垂直壁 流動의 亂流 構造를 詳細히 說明하기는 어려울뿐 아니라, 理論的 예측에서도 종래의

亂流 모델들을 適用하여 結果를 비교해 볼 수는 있지만 高次 亂流 모델의 확인이나 개발을 위한 物理的 根據들을 提供하는 데는 심히 未洽하다.

따라서 本 論文에서는 垂直壁 下流에 形成되는 剝離 剪斷層의 發展과 再附着 그리고 再發展 境界層에 대해 平均 速度, 壁面의 壓力 分布, 亂流 強度, 레이놀즈 剪斷 應力 및 아직 垂直壁에 대해서는 報告된바 없는 亂流 떨림 速度 成分들의 3승곱 統計值인 $\overline{u'^3}$, $\overline{v'^3}$, $\overline{u'^2v'}$, $\overline{u'v'^2}$ 을 測定하여 亂流 構造의 變化를 分析하고

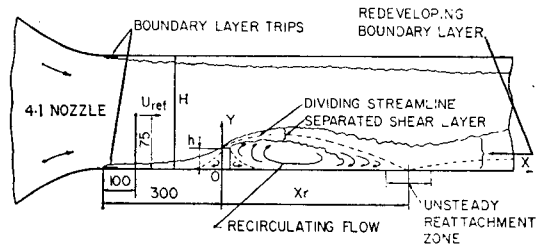


Fig. 1 Vertical fence flow field and coordinate system

Table 1 Summary of nomal fence data sets

Author(s)	Reh (or U_0)	Free stream turbulence	Aspect ratio	Blockage ratio	Shape ratio	Reattachment length	B.L. Thickness	Max. $\frac{u'^2}{U_0^2}$	Max. $\frac{-u'v'}{U_0^2}$	Measurement instrument
Arie & Rouse	$U_0=10-50$ ft/s	$u'/U_0=1.5\%$	$W/h=12$	$h/H=0.08$	$B/h=1/12$	$Xr/h=17$	$\delta/h=0$	$\times 100$ 7.84	$\times 100$ 0.04	Pitot tube Hot wire
Good & Joubert	$U_0 \times 1/\nu = 1 \times 10^7$	0.3%	7.2	$dP/dx=0$	1/48	13	0.05-2.4	—	—	'Pitch' tube B.L. tube
Okamoto	1.2×10^4 (18m/s)	0.3%	40	0.026	0.4	14.8	0.565	18.5	—	Hot wire
Arie et. al.	15.5m/s	0.3%	150/1-7	0.058	2.0 4.0	9 7	0.884 1.815	10.24	—	Hot wire
Durst & Rastogi	1.7×10^4	Water tunnel	16	0.5	1.0	8	?	—	—	L.D.V.
Narayanan & Reynolds	$U_0 W/\nu = 2.5 \times 10^5$	Water tunnel	8.9 6.2	0.112 0.161	$\ll 1$	16	?	—	—	Kistler 601L Pressure Tr.
Fraser & Siddig	4.6×10^4	$\approx 6\%$	30 20	0.1 0.14	$\ll 1$	11.2 11.4	$\ll 1$	10.2 9.0	—	Two-color L.D.V
Okamoto	0.7×10^4 5.1×10^4	?	2.5-9	0.1-0.4	≤ 0.1	9.5-13	$\ll 1$	6.25	—	Hot wire
Moss & Baker	5×10^4 (10m/s)	?	18.0	0.09	2.0	10	?	12	3.6	Pulsed wire X-hot wire
Present Study	1.7×10^4 (13m/s)	0.6%	12.5	0.133	0.4	12.5	$\ll 1$	10.31	3.14	Pitot tube X-hot wire

이를 數值的 계산 모델개발의 資料로 提供하고자 함이 이 研究의 目的이다.

2. 實驗裝置 및 方法

本 實驗에 使用된 風洞은 開回路 低速噴射形이며 Fig. 2에 概略圖가 나와 있다. 試驗區間은 斷面의 寬

이가 150mm 寬이가 250mm 長이가 2500mm 인 直四角形 닥트이며, 收縮比가 4:1인 收縮노즐 바로 다음에 位置하고 있다.

垂直壁 모델은 높이가 20 mm이고 두께가 8mm인 아크릴 板으로 製作하여 試驗區間 入口에서 300mm 後方의 닥트 下板에 附着시켰다.

試驗區間으로 流入되는 均一流動에 대한 2次元성을

검토하기 위해 試驗區間入口 全斷面에 걸쳐 速度 편차를 測定한 結果 1% 이내였으며 初期 亂流 強度는 0.6 % 정도였다. 本 實驗이 遂行되는 동안 基準 速度 U_{ref} 의 測定點은 $X=-200mm$, $Y=75mm$ 인 닥트 中央地 高을 택하였고 (Fig.1 참조) 流動의 可視化를 제외한 모든 實驗은 U_{ref} 를 13.24m/sec로 固定시켜 實施하였다. 이때 垂直壁 높이를 基準으로한 레이놀즈數는 약 17,650 이었다.

垂直壁에 接近하는 境界層을 亂流 境界層으로 만들어 주기 위해 50mm 폭으로 연마지(CW 150)를 試驗區間 入口 上, 下板에 附着시켰다. 基準點($x=-200mm$)에서 測定한 初期 境界層의 두께는 약 4.4mm 정도였고 運動量 두께는 약 0.46mm 였다.

剝離 區域에서의 平均 速度 分布는 外徑 0.8mm인 3개의 스테인레스 管으로 조합된 3공 피토우관을 사용하였고 垂直壁 前方의 境界層과 再發展 領域의 境界層에서는 0.2mm 두께의 境界層용 타원형 入口 피토우관을 사용하였다. 再循環 領域에서의 逆流 速度 成分은 表面 流線의 可視化를 통해 定常的인 2次元 逆流가 存在하는 部分에서는 피토우관을 180° 回轉시켜 測定하였다.

피토우관의 動壓 및 壁面 壓力공에서의 壓力들은 릴레이와 솔레노이드 制御機(SCANCO. Model CTRL2/S2-S6)로 制御되는 微小壓力 變換機(DRUK Co. Model DCR 22)가 裝着된 J-형 Scannivalve(SCANCO. Model 48J4)를 使用하여 測定하였다. 壓力 變換機의 檢定은 精密度가 $\pm 0.00127mmH_2O$ 인 Dewyer 社의 微小電流式 마노미터를 使用하여 實施하였다. 檢出된 壓力信號는 증폭기(vishay instrument products, Model 2310)와 電壓計(hewlett-Packard, Model 3437)를 거쳐 IEEE-488 GPIB를 통하여 마이크로 컴퓨터 (CBM, PET 4032)에 入力시키고 1000 번이상 平均하여 壓力으로 환산하였다.

亂流 瞬間 速度의 測定은 定溫 熱線風速計(Thermo-Systems Inc. (TSI), Model 1050)를 利用하였고, 使用된 프로브는 直徑 4μ 인 白金 도금 텅스텐線으로 만들어진 境界層용 x-形 프로브(TSI-1243)이다. 測定 誤차를 最小로 줄이기 위해서 熱線 프로브의 檢定은 매회 測定 개시전 프로브를 試驗區間 內的 基準點에 두고 實施하였다. Fig. 3은 亂流量의 測定 및 데이터 처리 시스템의 概略圖이다. 亂流 瞬間 速度의 2승 모우멘트 및 3승 모우멘트의 統計値는 線形化된 定溫 熱線 風速計의 u' , v' 出力 信號를 10KHz의 컷오프 周波數로 저역 필터(TSI-1057 low passfilter)를

통과시킨후 FM 방식으로 자기 테이프 (Brüel-Kjaer 7003 4-channel magnetic tape recorder)에 녹음시키고, 녹음된 信號를 파형 분석기(Data Precision Co. Model D-6000)에서 14-bit 으로 초당 10,000 개씩 A/D 變換시켜 測定點당 20,480 개의 디지털 데이터를 얻어 파형분석기의 內裝된 計算機能을 使用하여 구하였다.

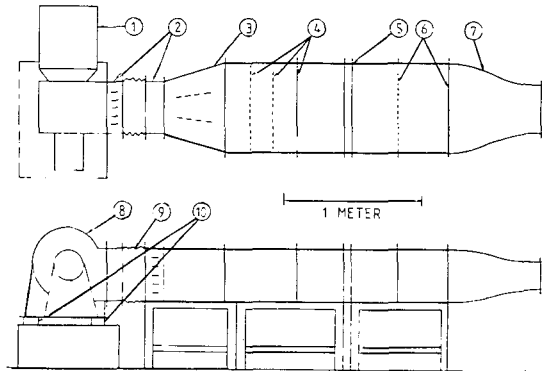


Fig. 2 Drawing of wind tunnel upstream section (① Silencer & filter box, ② Adjustable guide vanes, ③ Vaned diffuser, ④ Coarse screens, ⑤ Honeycomb, ⑥ Fine screens, ⑦ Contraction nozzle, ⑧ Siroccofan, ⑨ Flexible connector, ⑩ Vibration isolators)

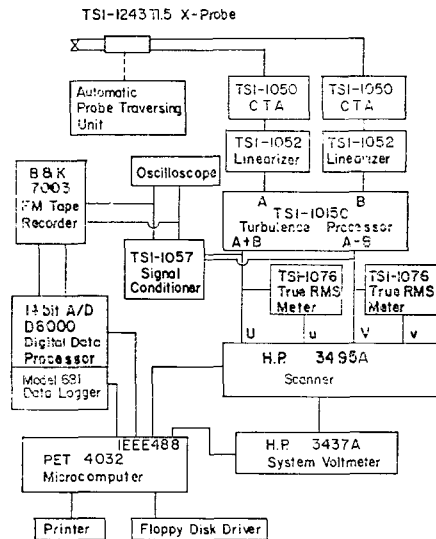


Fig. 3 Schematic diagram of data acquisition

3. 實驗結果 및 考察

3.1. 流動의 可能性

Lamb-black 파우더, 파라핀유, 올레익산의 混合液

을 利用한 表面油點法에 의해 垂直壁이 附着된 壁面의 表面 流線을 可視化해본 結果, 再附着點의 位置는 $x=12.5h$ 로 測定하였고 $x/h \approx 4 \sim 12$ 사이에는 2次元性이 유지되는 定常인 逆流部가 관찰되었으며 垂直壁 바로 다음부터 $x/h \approx 3$ 가지에서는 逆流가 다시 剝離되며 形成된 매우 불규칙한 3次元性의 角渦(corner eddy) 領域이 觀察되었다.

개략적인 剝離 剪斷層의 亂流 構造를 把握하기 위하여 백등유(kerosene oil)를 태운 연기로 Fig. 4와 같은 可視化 사진을 얻었다. 연기는 垂直壁 前方에 익, 형상의 多枝管을 설치하여 공급하였는데, 익의 두께는 6mm, 연기 분출공의 直徑은 2mm였다. 可視化 사진은 풍동을 低速으로($U_{ref} \approx 2.4 \text{ m/sec}$) 운전하면서 500W 할로겐 램프의 照明下에서 1/125초의 셔터 速度로 촬영하였다.

Fig. 4에서 보는바와 같이 덕트의 폭방향(spanwise direction)으로 강한 凝集性(coherence)을 갖는 폭방향 소용돌이(spanwise vortex)가 形成됨을 알 수 있는데 이는 2次元 平面 混合層(mixing layer)에서 나타난 Brown-Roshko 形의 Coherent 構造와 유사하다. 최근 Troutt⁽²⁰⁾ 등은 多數의 熱線 프로브群을 使用하여 下向段의 剝離 및 再附着 領域에서 흐름의 時間 平均 특성치에 이와같은 폭방향 소용돌이 構造가 가장 큰 영향을 끼치고 있음을 밝힌바 있다. 再附着 領域에서는 연기의 확산으로 剪斷層의 舉動이 선명하게 觀察할 수는 없으나 再附着點 前方에서 低周波의 수직 방향 요동 현상(flapping)이 觀察되며 이로인해 再附着點의 位置가 非定常으로 움직이는 원인이 된다고 할 수 있다.

FLOW DIRECTION



Fig. 4 Smoke line flow visualization photograph

3.2. 壁面 壓力 分布

Good과 Joubert⁽¹⁰⁾, Arie⁽¹¹⁾ 등은 덕트의 圓錐벽을 유연하게 하여 이를 조절함으로써 $dp/dx=0$ 인 외부 흐름(external flow)으로 시뮬레이션 하였지만 대부분

의 實驗들은(Table 1 참조) 本 實驗에서와 같이 斷面이 一定한 덕트內에서 實驗을 遂行하였기에 폐쇄비(blockage ratio, H/h)에 따라 壁面 壁力 分布는 Fig. 5에서 보는 바와 같이 특히 壁 後階에서는 크게 달라진다. Fig. 6에서는 本 實驗과 타 문헌에서 인용한 垂直壁 下流의 背壓(base pressure), C_{Pmin} 과 回復壓力(recovery pressure), C_{Pmax} 를 각 實驗 條件의 폐쇄비에 대하여 비교해본 結果를 보여주고 있다. 이 그림에서 C_{Pmin} 과 C_{Pmax} 는 폐쇄비와 잘 상관됨을 알 수 있고, 반면 再附着 길이는 폐쇄비뿐만 아니라 形像比(aspect ratio, B/h)에도 영향을 받고 있음을 알 수 있다. 그러나 비교적 얇은 垂直壁에서는 再附着길이가 폐쇄비가 커질때 一貫性있게 작아짐을 보인다. 따라서 垂直壁 하류의 壁面 壓力 分布 形像에 대한 유사성 검토를 위해 다음과 같은 無次元 壓力 變수 \hat{C}_P 와 길이 變수 \hat{x} 를 定義하였다.

$$\hat{C}_P = \frac{C_P - C_{Pmin}}{C_{Pmax} - C_{Pmin}} \quad (1)$$

$$\hat{x} = \frac{x}{x_r} \quad (2)$$

Fig. 7에서는 위의 無次元 變수로 Fig. 5, 壓力 分布들이 하나의 곡선 形像으로 表現되어짐을 알 수 있다. Narayanan 등⁽²⁴⁾과 Kim 등⁽¹⁶⁾은 下向段의 壁面 壓力 分布의 유사성을 表現하기 위해 비슷한 형태의 無次元 變수들을 도입한바 있다.

壁面의 壓力 勾配가 最大인 位置는 再附着 길이의 약 3/4인 位置이며 이는 Narayanan과 Reynolds⁽²³⁾에 의한 壁面壓力 亂動 強度(pressure fluctuation intensity)의 피크 位置와 일치하여 流動의 可視化 사진과 연관시켜볼때 再附着點 前方에서 이미 강한 壓力 亂動으로(壓力-變形率 再分布(pressure-strain redistribution), $\frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$)에 의한 등방성화 경향으

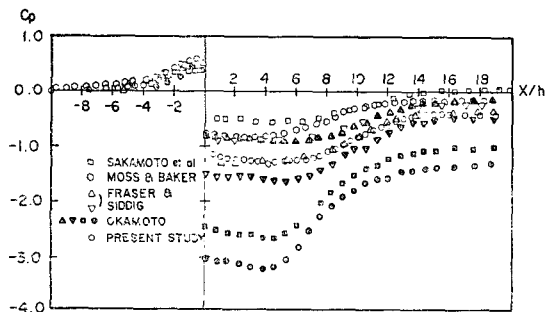


Fig. 5 Wall static pressure distributions for different blockage ratio experiments

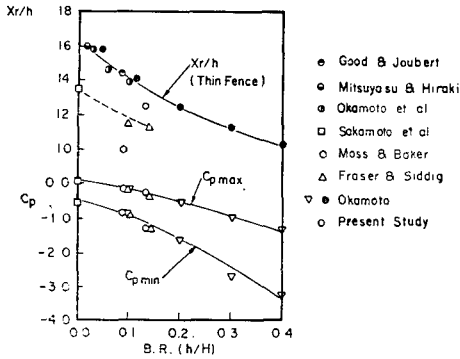


Fig. 6 Variations of reattachment length, recovery pressure (C_{pmax}), and suction pressure (C_{pmin}) for different blockage experiments

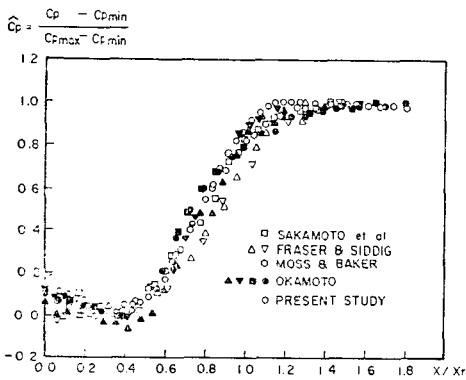


Fig. 7 Normalized pressure coefficients

로 폭방향 소용돌이가 구조가 깨지고 있음을 알 수 있다. 剝離 剪斷層의 低周波 “flapping” 現象도 역시 강한 壓力 勾配와 이에 동반된 壓力 亂動으로 인한 結果라고 볼 수 있다.

3.3. 平均 速度 分布

Fig. 8은 3공 퍼트우관에 의한 測定으로 얻은 垂直壁下流의 平均 速度의 分布를 벡터로 표시한 그림이다. 全體의으로 亂流에 의한 全壓의 補正을 해주지 않았기 때문에 速度가 0인 곳의 近傍에서는 明確한 測定이 불가능하였음을 밝혀둔다. 再循環 領域의 最大 逆流 速度는 定常의 逆流 區域인 $x/h=6\sim 10$ 사이에서 局所 自由 흐름 速度 U_0 의 약 26% 정도이고 이는 2色 L.D.V로 測定한 Fraser와 Siddig⁽¹³⁾의 28.6%와 脈動 熱線 風速計로 測定한 Moss와 Baker⁽¹²⁾의 27.3

%와 거의 비슷하다. 再循環 領域 上部의 剝離 剪斷層에서는 垂直壁을 지나면서부터 流線의 曲率이 存在하므로 從 變形率(extra-rate-of-strain) $\frac{\partial v}{\partial x}$ 에 의한 亂流 運動 에너지 生成 효과가 무시될 수 없음을 짐작할 수 있다.

再附着後의 再發展 境界層에서는 境界層 上部에 持續的인 지연흐름(retarded flow) 領域이 形成되어 있음을 볼 수 있다. 이는 再發展 境界層 內部에 剝離剪斷層에서 形成된 큰규모 渦가 殘在하고 있기 때문이며 Bradshaw와 Wong⁽⁵⁾는 이와같은 “dip” 현상은 局所 平衡 公式(local-equilibrium formula)에 違背되므로 境界層 流動의 豫測에 맞는 壁面法則(law of the wall)은 再發展 境界層에 직접 適用할 수 없음을 지적하고 있다. 이는 亂流 運動 에너지가 流動 方向으로 急激히 변하고 있거나 亂流길이가 尺度가 壁으로 부터의 거리에 비례하지 않기 때문일 것으로 추측할 수 있다.

Eaton과 Johnston⁽²⁾, Kim 등⁽¹⁶⁾, Moss와 Baker⁽¹²⁾ 등은 下向段에서 再附着 길이의 약 $\frac{1}{2}$ 까지는 剝離 剪斷層의 速度 分布가 自由 混合層과 거의 비슷함을 보였다. 垂直壁에서 形成된 剝離 剪斷層의 速度 分布 形象과 混合層의 速度 分布 形象을 直接 비교하기 위해서는 自由흐름부의 均一 速度 U_0 가 流動 方向으로 변하고 있으므로(Fig. 11 참조) 速度의 無次元化는 U_0 가 U_{ref} 보다 더 타당하다. Fig. 9에서는 $x/h=1, 3, 5$ 에서의 U/U_0 에 대해 $\eta=(Y-Y_0^*)/x$ 간의 無次元化 速度 分布 形象이 Champagne⁽¹⁷⁾ 등의 混合層과 비교되어 있는데, 自由흐름부에서는 잘 一致되고 있으나 循環流 領域에서는 亂流에 의한 영향으로 차이를 보이고 있다.

混合層에서 큰 규모의 亂流 構造의 發展과 관련하여 Brown과 Roshko⁽¹⁸⁾는 流動 方向에 대한 剪斷層의 두께 增加率을 最大 勾配두께 [$\Delta S = \Delta U / (\partial U / \partial Y)_{max}$]로 表示하였고 여기서 ΔU 는 自由흐름부의 速度차($U_H - U_L$)이다. 剝離 剪斷層의 最大 勾配 두께는 ΔU 를 局所 自由흐름 速度와 最大 逆流 速度의 차로 擇할때, Fig.10과 같은 結果가 구해진다. 여기서 실선은 $\lambda=1$ [$\lambda=(U_H+U_L)/(U_H-U_L)$]인 단일류 混合層의 ΔS 勾配이다. $x/h \approx 0.5 \sim 5.5$ 에서는 ΔS 가 線形的으로 증가하여 最小자승법으로 구한 기울기는 0.20 ± 0.01 로 平面混合層보다 큰값을 갖는다. 이 값은 下向段에서 구한 Eaton⁽¹⁹⁾의 $\Delta S=0.16 \sim 0.18x$ 의 結果와 Troutt⁽²⁰⁾ 등의 $\Delta S=0.13x$ (여기서는 逆流가 감안되지 않았다)보다 비례 상수가 더 크다. 그 이유는 最大 速度 勾配 位置를 통과하는 流線의 傾斜이 平面 混合層이나 下向

段的인 경우는 x 축과 거의 나란한 直線 거리임에 비해 垂直壁의 경우는 流線의 曲率이 크게 存在하므로 最大速度 勾配를 연결하는 流線의 실제 길이는 直線 좌표 x 보다 길기 때문에 勾配 두께를 x 의 비례식으로 表示하는 경우 流線의 길이가 실제보다 짧게 취급된 만큼 비례상수가 커져야 하기 때문이다. 또한 Rothe와 Johnston⁽²¹⁾에 의하면 安定화된 曲率은 큰규모의 亂流構造가 3次元으로 깨어짐을 抑制시키는 效果가 있으므로 下向段의 경우보다 폭방향 소용돌이 構造의 성장 이 더 커질 수 있기 때문이라고 思料된다.

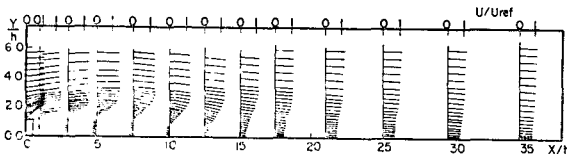


Fig. 8 Distribution of velocity vectors in downstream of the fence

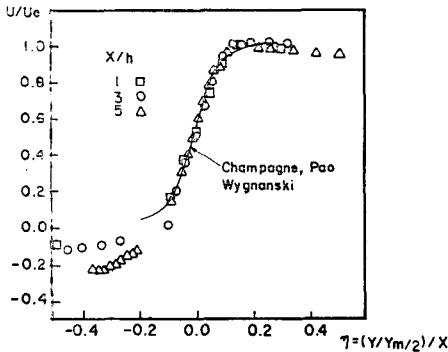


Fig. 9 Comparison with mixing layer velocity profile

3.4. 亂流 强度 및 레이놀즈 剪斷應力

Tutu와 Chevray⁽²²⁾에 의하면 x -형 熱線으로 亂流 强度 및 레이놀즈 應力을 測定할때 發生하는 誤差는 局所 亂流 强度가 20% 以下에서는 $\pm 10\%$ 의 誤差 範圍內에서, 그리고 亂流 强度가 20~30% 範圍에서는 $\pm 20\%$ 의 誤差 範圍內에서, 測定이 可能하나, 亂流 强度가 30~50%의 範圍에서는 測定值의 信賴性을 거론할 정도가 못되며 다만 實驗 結果의 定性的인 경향만을 짐작할 수 있을 정도이다. 보통 높은 亂流 强度가 存在하는 곳에서는 레이놀즈 剪斷應力이 實際보다 낮게 測定된다. Fig. 11은 本 實驗에서 測定된 垂直壁을 지

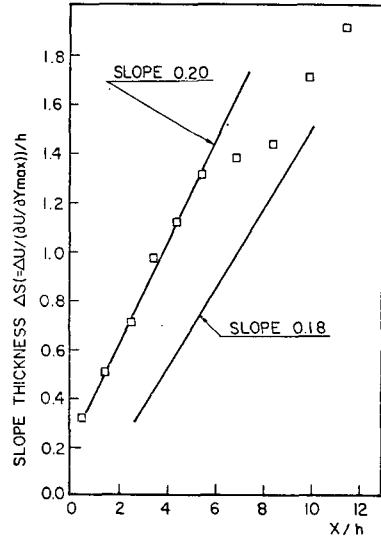


Fig. 10 Plot of slope thickness for downstream of the fence line with slope of 0.18 is the typical growth rate for plane-mixing layers

나는 亂流 流動에서의 局所 亂流 强度의 分布 形態와 自由흐름의 流速, 분할 유선(dividing streamline), 零速度線(zero velocity line)을 보여주고 있다. 분할 流線은 壁面으로부터 平均 速度를 積分하여 구하였고 零速度線은 測定된 速度 分布를 內삽하여 구하였기 때문에 精確한 位置는 아니며 表面 流動의 可視化에서 구한 再附着點에 두선을 일치시켰다.

垂直壁 下流에서 測定된 亂流 强度(또는 레이놀즈 법선 應력) \bar{u}^2 , \bar{v}^2 과 레이놀즈 剪斷 應力 $-\bar{u}'v'$ 의 等 應力 선도가 Fig. 12, Fig. 13, Fig. 14에 나와 있다. 最大 應力의 位置와 분할 流線의 形象도 각각 일 점쇄선 및 점선으로 表示되어 있다. 流動場에서 레이놀즈 應력들의 변화는 모두 비슷한 傾向으로 분할 流線을 따라 應力의 最大값 位置 및 크기가 增加하다가 再附着 길이 의 半정도 位置에서부터 最大 應力의 位置는 서서히 上部로 移動되며, 再發展 境界層 上部에서 그 값이 서서히 減少하고 있다. 再附着 過程을 注目해 보면 \bar{u}^2 은 서서히 減少하지만 \bar{v}^2 와 $-\bar{u}'v'$ 는 壁 근처에서 현저한 減少 추세를 보이고 있다. 이 現象은 큰 규모의 亂流 渦가 壁面의 存在로 인해 垂直 方向 속도 的 亂流 成分 v' 이 急激히 줄어들고 壁面에 큰 규모 渦가 衝突하면서 작은 규모의 渦로 분리됨에 기인된다고 볼 수 있다.

Fig. 15 에는 流動 方向에 대한 亂流 強度 및 레이놀즈 剪斷 應力의 最大값을 表示하였다. 剝離 區域 전체에 걸쳐 流動 方向 亂流 強度 \overline{u}^2 가 垂直 方向 亂流 強度 \overline{v}^2 의 약 2배 정도의 크기를 갖고 있음을 알 수 있고 이는 亂流 構造가 非等方性임을 보이는 증거이다. 레이놀즈 應力들은 $x/h \approx 6$ 정도까지는 剝離 剪斷層의 發展과 함께 증가되며 이는 最大 勾配 두께의 直線 비례 구역이 나타났던 부분과 일치하므로 주로 폭방향 소용돌이 構造의 成長으로 기인된다고 볼 수 있다. $x/h \approx 7$ 에서 10 사이에서는 레이놀즈 應力들의 最大값이 거의 一定하게 나타나는데, Chandrsuda와 Bradshaw⁽⁶⁾는 下向段에서도 이와같은 부분이 나타났고 이는 剪斷層이 충분히 發展된 증거라고 說明하였다. 충분히 發展된 混合層에서 레이놀즈 剪斷 應力의 最大값은 $-\overline{u'v'}/\Delta U^2 = 0.010$ (Champagne 등⁽¹⁷⁾)로 알려져 있다. 平面 混合層과 직접 비교해보기 위해서 逆流速度를 감안하여 ΔU 를 $1.2U_0$ 로 백하면 剝離 剪斷層에서는 $-\overline{u'v'}/\Delta U^2 = 0.0094$ 의 값을 가지며 亂流 強度가 높은 곳에서 x -形 熱線이 $-\overline{u'v'}$ 를 실제보다 작게 測定됨을 감안할 때 이는 混合層과 거의 같은 값을 알 수 있다. 그러나 亂流 強度의 最大값은 ΔU 를 $1.2U_0$ 로 백하여 無次元化하면 $\overline{u}^2/\Delta U^2 = 0.033$, $\overline{v}^2/\Delta U^2 = 0.017$ 로 구해지며 이값은 平面 混合層의 $\overline{u}^2/\Delta U^2 = 0.028$, $\overline{v}^2/U^2 = 0.016$ [참고 문헌 (17) 참조] 보다 더 큰값이다. 이와 같은 差異에 대해서는 Chandrsuda와 Bradshaw⁽⁶⁾, Kim 등⁽¹⁶⁾은 再附着 剪斷層의 亂流 構造는 混合層과는 다르게 低速部에 亂流 強度가 매우 큰 再循環流로부터의 混入(entrainment)이 큰 영향을 미치기 때문이라고 하였으며 Eaton⁽¹⁹⁾은 再附着 剪斷層에 非定常的인 低周波의 "flapping" 現象이 存在하기 때문이라고 說明하였다.

Fig. 15를 보면 $x/h = 10$ 이후의 再附着 과정에서는 레이놀즈 應력들의 最大값이 급격히 줄어들음을 볼 수 있는데, 이는 再附着點에 접근하는 剪斷層의 曲率 효과와 역압력 勾配, 그리고 壁面과의 강한 상호작용이 복합적으로 영향을 미치고 있기 때문이다.

3.5. Triple Products (3 승곱)

流動 方向에 對한 3 승곱 \overline{u}^3 , \overline{v}^3 , $\overline{u^2v'}$, $\overline{u'v'^2}$ 의 分布 形象이 Fig. 16~19에 나와 있다. 3 승곱 역시 再附着 過程을 거치면서 그 形態가 크게 變함을 알 수 있다. 平面 混合層에서는 3 승곱의 모양이 剪斷層의 中心線에 對하여 비대칭(anti-symmetric) 形態를 보이

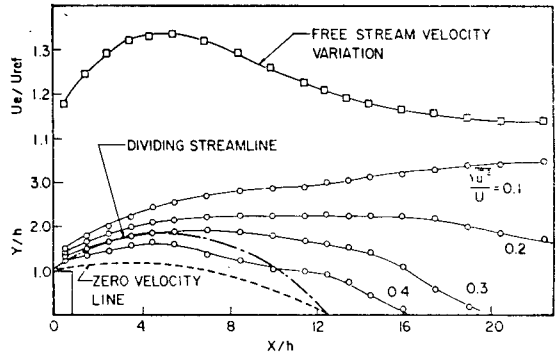


Fig. 11 Contours of constant relative-turbulence intensity. Streamwise variation of free stream velocity(---; Zero velocity line, -.-.-; Dividing streamline)

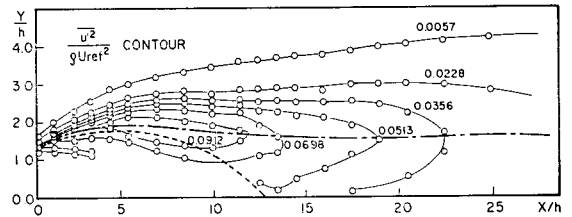


Fig. 12 Longitudinal normal stress $\overline{u'^2}$ contours made dimensionless by ρU_{ref}^2

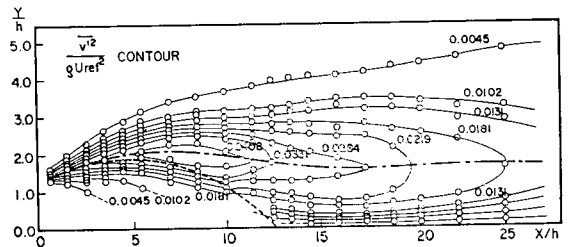
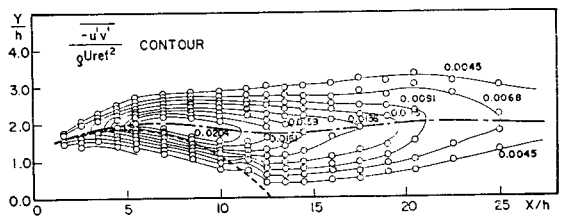


Fig. 13 Vertical normal stress $\overline{v'^2}$ contours made dimensionless by ρU_{ref}^2



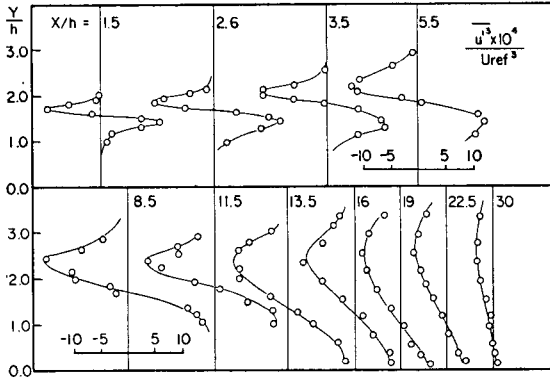


Fig. 15 Streamwise variations of maximum Reynolds stresses divided by U^2

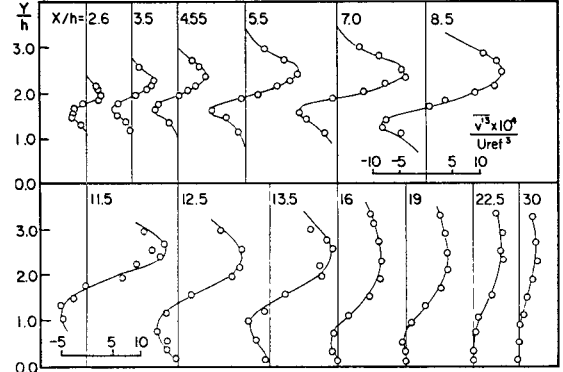


Fig. 16 Triple product u^3 profiles

는데, 剝離 剪斷層에서도 再附着點 上流에서는 비슷한 경향을 보여 주고 있다. 비대칭 形態는 循環流쪽이 더 작은값을 갖는데, 局所 亂流 强度가 큰 區域에서는 3 승곱이 熱線의 非線形性에 매우 敏感하므로 測定值에 많은 誤差가 包含되어 있다. 再附着點 이후로부터 下流로 갈수록 壁 가까이에서는 u^3 을 제외한 3 승곱들이 壁에서 먼곳보다 훨씬 빨리 減少함을 보이며 $x/h=17$ 부근에서 부터는 形象이 단조로운 傾向(monotonic behavior)을 띠면서 壁面에서의 값은 거의 0이 된다. Chandrusda와 Bradshaw⁽⁶⁾에서도 下向段의 경우 $x/x_r=1.45$ 부근에서 이와같은 傾向을 보이고 있다. 3 승곱이 주로 큰 규모의 渦에 의한 亂류를 注目하면 u'^2v' 의 마이너스 값은 u -成分이 큰 渦가 最大 亂流 强度 領域을 떠나 壁쪽으로 움직임을 暗示하며 壁에서의 急激한 減少 現象은 $v'=0$ 인 境界 條件 때문이라 여겨진다. 물론 壁面 效果로는 渦의 이동뿐 아니라 강한 壓力 亂動에 의한 亂流 構造의 等方性化 傾向이 함께 고려되어야 한다. 剝離 剪斷層의 上部에서는 3 승곱들이 레이놀즈 剪斷應力의 減少나 剪斷應力 勾配 $\frac{\partial u'v'}{\partial y}$ 에 따라 流, 動 方向으로 減少한다고 볼 수 있으나 壁 가까이에서는 3 승곱의 減少가 훨씬 빠르므로 亂流 强度나 亂流 剪斷 應力의 단순 勾배형으로 간단히 모델링 될 수가 없게 된다.

4. 結 論

本 研究에서 얻은 重要 結果들로부터 많은 亂流 境界層이 垂直壁을 지날때 形成되는 流動場에 대해 다음

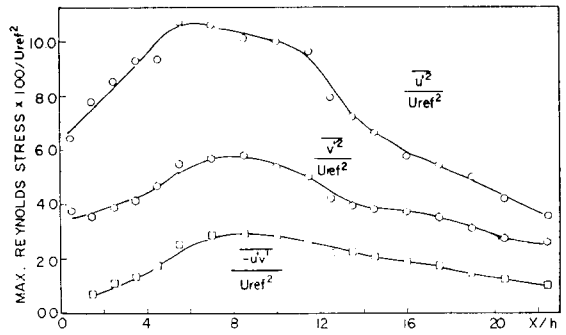


Fig. 17 Triple product v^3 profiles

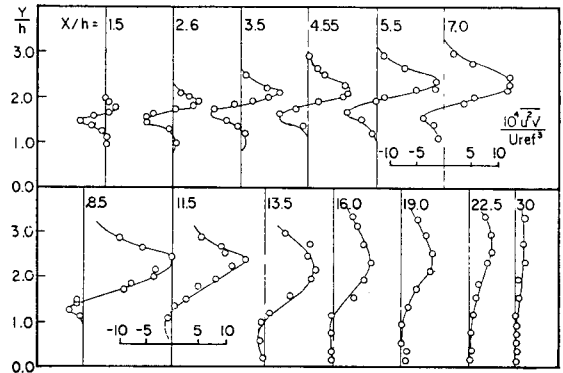


Fig. 18 Triple product u^2v' profiles

과 같은 結論을 얻었다.

(1) 폐쇄비에 따라 크게 달라지는 壁面壓力 分布 形象은 再附着 길이와 基底壓力 및 回復 壓力의 比로 無次元化 시켜본 결과 뚜렷한 상사형을 보였다.

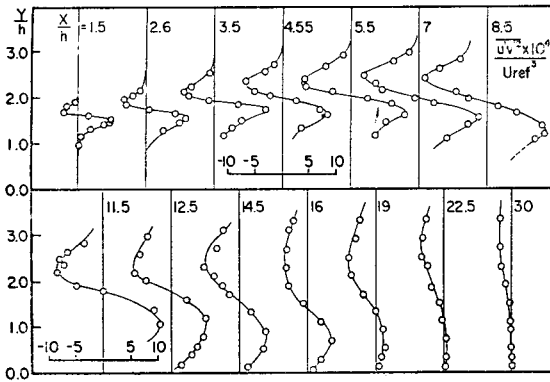


Fig. 19 Triple product $\overline{u'v'^2}$ profiles

(2) 剝離 剪斷層의 初期 發展 領域(再附着 길이의 약 $\frac{1}{2}$ 정도)에서는 平均 速度 分布 形象, 3 층 棼 形象들이 平面 混合層과 비슷하나 初期 流線의 曲率로 因하여 最大 勾配 두께는 $\Delta S = 0.20x$ 의 비례식을 얻었고, 混合層보다 큰 기울기를 보였다.

(3) $x/h = 7 \sim 10$ 사이에서 亂流 強度 및 레이놀즈 剪斷 應力의 最大 값이 도달하였다. 循環流의 混入으로 亂流 強度들은 충분히 發展된 混合流動보다 큰 값을 가졌으나 레이놀즈 剪斷 應力은 거의 비슷한 값을 보였다.

(4) 再附着點을 지나면서 레이놀즈 應力들의 최대값은 급격한 감소를 보이며, 3 層 棼의 形象도 크게 바뀌어지며, 이는 벽면의 존재로 인한 복합적인 상호 작용에 기인된다.

(5) 再附着 領域 및 再發展 境界層의 初期 部分에서는 3 層 棼의 流動 方向 減少率이 레이놀즈 應力들의 減少率보다 壁 근처에서 훨씬 커지는 경향으로 미루어 3 層 棼의 단순 구배형 亂流 모델은 수직방향 확산을 고려한 형태로 수정되어야 할 것으로 사료된다.

參 考 文 獻

(1) R.L. Simpson, REVIEW-A Review of Some Phenomena in Turbulent Flow Separation, J. of Fluid Engineering, Trans. ASME, Vol. 103, pp. 520~533, 1981
 (2) J.K. Eaton, J.P. Johnston, A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment, AIAA J. Vol. 19, No. 9, pp. 1093~1100, 1981
 (3) F. Durst, A.K. Rastogi, Theoretical and Experimental Investigation of Turbulent Flows With Separation, Proceedings of the Symposium of Turbulent Shear Flows, Vol. 1, pp. 18.1~18.9, 1977

(4) F. Durst, A.K. Rastogi, Turbulent Flow Over Two-Dimensional Fences, Proceedings of the 2nd Symposium on Turbulent Shear Flows, Vol. 2, pp. 16.30~16.38, 1979
 (5) P. Bradshaw, F.Y.F. Wong, The Reattachment and Relaxation of a Turbulent Shear Layer, J. Fluid Mech., Vol. 52, Part 1, pp. 113~135, 1972
 (6) C. Chandrsuda, P. Bradshaw, Turbulence Structure of a Reattaching Shear Layer, J. Fluid Mech., Vol. 110, pp. 171~194, 1981
 (7) J.K. Eaton, A.H. Jeans, J. Ashjaee, J. P. Johnston, Wall-Flow Direction Probe For Use in Separating and Reattaching Flows, J. of Fluids Engineering, Trans. ASME, Vol. 101, pp. 363~366, 1979
 (8) M. Arie, H. Rouse, Experiments on Two-Dimensional Flow Over a Normal Wall, J. Fluid Mech., Vol. 1, Part 2, pp. 129~141, 1956
 (9) E.J. Plate, The Drag on a Smooth Flat Plate With a Fence Immersed in Its Turbulent Boundary Layers, Presentation at the Fluids Engineering Conference, ASME, Paper No. 64, 1964
 (10) M.C. Good, P.N. Joubert, The Form Drag of Two-Dimensional Bluff Plates Immersed in Turbulent Boundary Layers, J. Fluid Mech., Vol. 31, pp. 547~582, 1968
 (11) M. Arie, M. Kiya, H. Tamura, M. Kosugi, K. Takaoka, Flow Over Rectangular Cylinders Immersed in a Turbulent Boundary Layer (Part 2. Flow Patterns and Pressure Distributions), Bulletin of the JSME, Vol. 18, No. 125, pp. 1266~1276, 1975
 (12) W.D. Moss, S. Baker, Re-Circulating Flows Associated With Two-Dimensional Steps, Aeronautical Quarterly, Vol. 31, pp. 149~170, 1980
 (13) S.M. Fraser, M.H. Sidding, Turbulent Flow Over a Plane Wall, J. Mechanical Eng. Sci., Research Notes, Vol. 22, No. 4, pp. 207~211, 1980
 (14) S. Okamoto, Turbulent Shear Flows Behind

- Two-Dimensional Obstacles Placed on Plane Boundary, Proceedings of Missouri Conference, 1981
- (15) S. Okamoto, Experimental Investigation of Blockage Effect of Upper Wall of Wind-Tunnel on Wake of Two-Dimensional Flat Plate Normal to Plane Boundary, pp.28~37, 1981
- (16) J. Kim, S.J. Kline, J.P. Johnston, Investigation of a Reattaching Turbulent Shear Layer: Flow Over a Backward-Facing Step, J. Fluids Engineering, Trans. ASME, Vol. 102, pp.302~308, 1980
- (17) F.H. Champagne, Y.H. Pao, I.J. Wygnanski, On the Two-Dimensional Mixing Region, J. Fluid Mech., Vol. 74, Part 3, pp. 209~250, 1976
- (18) G.L. Brown, A. Roshko, On Density Effects and Large Structure in Turbulent Mixing Layers, J. Fluid Mech., Vol. 64, No. 4, pp. 775~816, 1974.
- (19) J.K. Eaton, Turbulent Flow Reattachment: An Experimental Study of the Flow and Structure Behind a Backward-Facing Step, Ph. D. Dissertation, Stanford Univ., 1980
- (20) T.R. Troutt, B. Scheelke, T.R. Norman, Organized Structure in a Reattaching Separated Flow Field, J. Fluid Mech., Vol. 143, pp.413~427, 1984
- (21) P.H. Rothe, J.P. Johnston, Free-Shear-Layer Behavior in Rotating Systems, J. Fluid Mech., Vol. 26, Part 2, pp.225~236, 1966
- (22) N.K. Tutu, R. Chevray, Cross-Wire Anemometry in High Intensity Turbulence, J. Fluid Mech., Vol. 71, Part. 4, pp.285~300, 1975
- (23) R. Narayanan, A.J. Reynolds, Pressure Fluctuations in Reattaching Flow, J. of Hydrolic Division, Proc. ASCE, Vol. 94, pp.1382~1398, 1968
- (24) R. Narayanan, M. Bardi, Y.N. Khadgi, P.R. Viswanath, Similarities in Pressure Distribution in Separated Flow Behind Backward-Facing Steps, $\frac{1}{2}$ Aeronautical Quarterly, Vol. 25, pp.305~315, 1974