

〈論 文〉

# 급격한 조도 변화가 있는 평판 위에서 난류경계층의 특성에 관한 실험적 연구

강신형\* · 유정열\* · 이정민\*\* · 전우평\*\*

(1992년 5월 1일 접수)

## Characteristics of a Turbulent Boundary Layer on the Flat Plate with Sudden Change in Surface Roughness

S.H. Kang, J.Y. Yoo, J.M. Lee and W.P. Jeon

**Key Words :** Computational Preston Tube Method, Surface Roughness(표면 조도), Wall Shear Stress(벽 전단응력), Internal Layer(내부 경계층)

### Abstract

Experimental studies were performed to investigate the turbulent boundary layer over the flat plate when the surface roughness undergoes a step change from rough to smooth under zero pressure gradient. Wall shear stress was measured by the Computational Preston Tube Method (CPM). The inner layer near the wall adapts rapidly to a new surface condition but the outer flow far from the wall rather slowly. After a sudden change of roughness, the values of wall shear stress discontinuously reduces and then slowly approaches to the value in the equilibrium boundary layer at the down stream. The variation of the von Karman constant indirectly measured by CPM method shows that the flow near the wall at the downstream is highly non-equilibrium state.

### 1. 서 론

물체표면의 조도가 급격히 변화할 때 표면에서 발달되는 난류경계층의 과도적 특성은 유체공학에서 중요한 관심의 대상이 되어 왔다. 다양한 조도로 이루어진 지표면의 유동, 항공기 및 선체 주위의 유동, 열전달을 촉진하기 위한 인공조도에서의 유동현상 등은 공학적으로 중요한 연구과제이다. 이러한 유동의 이론적 연구는 난류 전단유동의 발달과정에서 발생하는 복잡한 비선형 메카니즘을 밝히는데 기초가 된다.

급격한 조도변화를 수반하는 과도지역에서의 난류경계층 특징으로 벽면 근처에서 새로운 내부경계층(internal layer)이 생성된다. 과도지역에서 경계층 외부의 유동은 조도의 불연속점 이후의 새로운 벽조건에 빠르게 적응한다. 이 내부경계층은 하류로 갈수록 점점 두꺼워지며 결국 먼 하류에서는 새로운 벽조건에 맞게 완전히 발달된 난류경계층이 형성된다. 과도경계층의 발달과정에서는 벽 상사성(wall similarity)이 파괴되면서 일반적으로 알려진 벽법칙이 성립하지 않는다. 한편 불연속점 상류의 벽 전단응력이 새로운 하류 벽면의 벽 전단응력으로 급격히 변하는 현상이 이 지역에서의 특이한 점이다.

이와 관련된 연구는 실험실에서 평판, 채널, 파

\*정회원, 서울대학교 기계공학과

\*\*정회원, 서울대학교 기계공학과 대학원

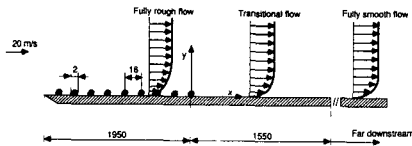


Fig. 1 Configuration of the test plate and the coordinate system

이프 등 여러가지 형상에서 다양한 방법으로 수행되었다. Townsend<sup>(1)</sup>는 유동방향으로 압력구배가 없을때 과도 경계층을 이론적으로 분석하여 보통의 대수법칙이 적용되지 않는다고 주장하였으며, Antonina와 Luxton<sup>(2,3)</sup>은 압력구배가 없는 평판에서 과도 경계층의 실험적 연구를 통해 Townsend<sup>(1)</sup>의 주장을 뒷받침 하였다. Schofield<sup>(4)</sup>는 압력 구배의 유무에 관계없이 불연속 조도점 이후 성장되는 새로운 내부 경계층은 벽면 자체의 특성에 의해서 결정된다고 하였다. Islam과 Logan<sup>(5)</sup> 및 Siuru와 Logan<sup>(6)</sup>은 각각 채널과 파이프 내의 유동실험을 통해 데이터를 확보하였다. 최근의 Schofield<sup>(7)</sup>는 기존의 데이터를 분석하여 불연속점 이후의 벽상사성 파괴 정도를 von-Karman 상수의 변화로 설명하였으며, 벽 전단응력의 변화를 양적으로 분석하였다.

본 연구에서는 일정한 조도의 거친 평판이 갑자기 매끈한 평판으로 변할 때 (Fig. 1 참고) 평판 위에서 발달하는 난류경계층에 관하여 연구하였다. 이때 하류에서 난류 경계층은 위에서 설명했듯이 완전히 발달한 난류 경계층과는 상당히 다르다. 특히 대부분의 난류 모델은 완전히 발달된 평형상태의 경계층에서의 실험 자료를 이용하여 개발되었기 때문에 이러한 과도 구역에서 합리적으로 적용되기 어렵다. 과도 구역에서 평균속도와 난류 특성치를 체계적으로 예측하기 위해서는 많은 노력이 필요하며, 우선 그 구조를 이해하기 위해서는 전단응력을 직접 측정하는 것이 중요하다. 그러나 아직 전단응력을 직접 측정한 연구는 없는 실정이다. 본 논문에서는 최근에 제안된 CPM(computational preston tube method)<sup>(8)</sup>를 이용하여 과도지역에서 전단응력을 직접 측정하여 난류 경계층의 구조를 연구하였다.

### 2. Computational Preston Tube Method

벽면 전단응력을 예측하기 위하여 가장 보편적으

로 사용되는 방법 중의 하나가 Preston tube를 사용하는 것이다. 이는 난류경계층의 벽법칙에 따라서 Preston tube로 측정되는 동압과 전단응력 간의 점정곡선을 이용하는 방법이다. 즉 직경이  $d$ 인 Preston tube로 벽면에서 측정한 동압  $q$ 와 벽면전단응력  $\tau$ 의 관계를 다음과 같이 함수관계로 나타낼 수 있다.

$$q^+ = F(\tau^+) ; q^+ = \frac{qd^2}{4\rho\nu^2} ; \tau^+ = \frac{\tau_w d^2}{4\rho\nu^2} \quad (1)$$

식 (1)의 변수들을 튜브의 반경을 기준으로한 벽법칙 변수들로 나타내면 다음과 같이 변환된다.

$$q^+ = \frac{1}{2} \left( \frac{\bar{u}}{u_\tau} \frac{u_\tau d/2}{\nu} \right)^2, \tau^+ = \left( \frac{u_\tau d/2}{\nu} \right)^2 \quad (2)$$

여기서  $u_\tau$ 는 벽 마찰속도이고  $\bar{u}$ 는 Preston tube의 동압을 나타내는 속도의 크기이다. 만약 이 속도의 크기를 적당한 방법으로 예측할 수 있다면 실험에 의하지 않고 점정곡선식  $F$ 를 구할수 있다. 한가지 방법으로 다음과 같이 와점도 모델과 van Driest의 감쇠계수를 이용한 벽법칙식을 이용하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{2dy}{1 + \left[ 1 + 4(ky^+)^2 \left( 1 - \exp\left( -\frac{y^+}{A^+} \right) \right) \right]^{2 \cdot 0.5}}, \quad k=0.41, A^+=26 \quad (3)$$

여기서 문제는 직경  $d$ 인 Preston tube의 동압을 나타내는 속도의 크기를 위 식에 의해서 구할때 적당한  $y$ 의 값을 정하는 것이다. 이 유효거리는  $y_{eff}$ 는 유동상태와 튜브의 직경에 따라 변하는데, 본 계산에서는  $y_{eff} = Kd/2$ 라고 두고 Nitsche et al.<sup>(8)</sup>이 기존의 여러가지 발표된 점정곡선 및 실험자료를 이용하여 구한 관계식을 사용하여  $K$ 의 값을 구

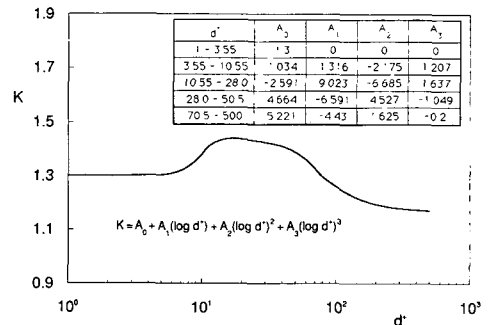


Fig. 2 Displacement factor dependent on non-dimensional diameter

하였다. 유효거리를 나타내는 계수  $K$ 를  $\log(d^+)$ 의 3차 다항식으로 Fig. 2에 나타내었다. 이와 같이 실험에 의한 검정곡선을 사용하지 않고 식(3)를 이용하여 계산으로  $u_r$  또는  $u_w$ 를 구할 수 있음을 Nitsche et al.은 제안하였고, 이를 Computational Preston Tube Method (CPM)라고 하였다.

이상과 같은 일반적인 Preston tube법에서는 평형상태에 있는 난류 경계층에서 벽법칙이 만족되는 경우를 가정하여 검정곡선을 산출하였다. 본 연구에서 관심을 둔 급격한 조도의 변화가 있는 경우에서, 기타 압력구배의 심한 변화, 천이과정 등이 수반되는 경계층 유동에는 Preston tube법과 마찬가지로

$$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{2(1+K_3y^+) dy^+}{1 + \left[ 1 + 4(K_1y^+)^2(1+K_3y^+) (1 - \exp(-y^+ \sqrt{1+K_3y^+}/K_2)) \right]^{0.5}} \quad (4)$$

여기서  $K_1$ 은 von Karman 상수  $\kappa$ ,  $K_2$ 는 van Driest 감쇠상수  $A^+$ 에 해당되는 매개변수이다. 압력구배가 없는 평판에서 완전 발달한 경계층의 경우에는  $\kappa=0.41$ ,  $K_2=26$ ,  $K_3=0$ 이다. 그러나 일반적으로는 이들 값을 알수 없으며, CPM방법에서는 이들의 값을 여러가지 크기의 Preston 튜브로 동압을 측정후 Fig. 3에 나타낸 과정으로 정한다. 이와 같이  $K_1$ ,  $K_2$  또는  $K_3$ 를 가정한 벽법칙이 결정된 후 벽면 전단응력을 가정하여 Fig. 2에서  $K$ 를, 그리고  $y_{eff}$ 를 결정한 다음 위 식을 이용하여 속도를 계산한다. 계산된 속도에 해당하는

지로 위 방법의 사용은 적절하지 못하다. Preston tube법에서 직경이 다른 튜브를 사용하여도 벽법칙을 기초로 한 검정공식에 의해서 동일한 벽면 전단응력이 예측될 것이나, 평형상태의 벽법칙이 성립하지 않는 경계층에서는 전단응력 값들이 서로 다르게 측정될 것이다. 따라서 각각의 경우에 합리적인 벽법칙을 가정해야 한다. 이러한 점을 고려하여 Nitsche et al.<sup>(6)</sup>에 의해서 제안된 CPM법에서는 경계층 이론의 기본원리를 만족하는 몇가지 매개변수를 도입하여 실제 유동에 있을 수 있는 영향(압력구배, 곡률효과, 조도효과 등)을 고려할 수 있는 다음의 벽법칙(Szableski<sup>(9)</sup>)을 이용하였다.

동압고 실제 측정된 동압을 비교하여 일치하지 않으면 전단응력을 새로이 가정하고 위 과정을 반복한다. 다른 직경의 튜브에 대해서도 같은 반복계산을 수행하여 수렴해  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ 를 구한다. 그 후 다시  $\tau_1$ 과  $\tau_2$ 가 같지 않을 경우, 제안된 벽법칙의 매개변수를 수정하여 검정식을 조정후 다시 전체 계산을 반복, 최종적으로 수렴된  $\tau$ 를 구한다.

### 3. 실험 자치 및 방법

실험 장치는 풍동, 평판, 측정기기, 이송장치 및 자료처리장치 등으로 구성되었다. 실험에 사용된 풍동은 Göttingen형 폐쇄 순환식 철제 풍동이며 시험부 크기는 900 mm×900 mm×3600 mm이다. 평균속도 20 m/s에서 시험부 단면의 평균속도의 균일도 편차는 0.3%, 난류 강도는 0.2% 이내이다. 풍동 내에 Fig. 1과 같이 두께 10 mm, 폭 880 mm의 매끄러운 표면을 갖는 아크릴 평판 두 개를 총 길이 3500 mm로 설치하고 평판 전단부에는 길이 1950 mm에 걸쳐 직경 2 mm의 스텐레스 강선을 16 mm의 일정 간격으로 나란히 평판 표면에 부착시켜 인공 조도를 만들었다.

평균속도는 외경 1 mm의 튜브 끝을 두께 0.4 mm로 납작하게 가공한 피토 튜브를 사용하여 측정하였으며, 벽면 전단 응력 측정용 Preston 튜브는 외경 0.4 mm, 1.0 mm, 1.85 mm의 세가지 튜브를 이용하였다. 측정기기는 디지털 압력계 (YEW2654), 디지털 멀티미터(hewlett packard 3457A), 컴퓨터로 제어되는 이송장치 그리고 마이

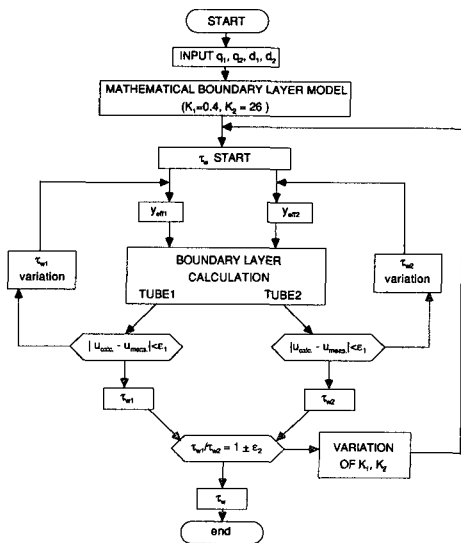


Fig. 3 CPM flow chart

크로 컴퓨터 (IBM PC) 로 구성되었다.

압력구배가 없는 평판 경계층 유동을 만들기 위해 평판의 중심선으로부터 좌우 150 mm에 위치한 정압구멍을 통해 압력을 측정하면서 평판 유동의 수평을 조절하였다. 한편 2차원 유동이라 생각되는 평판의 중심선을 따라 측정하였으며 모든 실험이 자유유동 속도 20 m/s에서 이루어졌다.

#### 4. 결과 및 검토

급격한 조도변화로 인한 과도 경계층을 예측하기 전에 풍동 내 평판 설치의 정확성을 확인하고, 예측장치의 신뢰도 및 벽 전단응력 측정을 위해 도입한 CPM방법을 검증하기 위하여 먼저 매끄러운 평판 위 난류경계층 유동에 대해 실험하였다. 예측된 평균속도를 이용하여 구할수 있는 경계층 두께  $\delta$  및 배제두께  $\delta^*$ , 운동량두께  $\theta$ , 형상계수  $H$  등 적분변수의 변화를 주 유동 방향  $x$ 에 따라 Fig. 4에 나타내었다.  $x=0$ 은 Fig. 1.에서 평판 시작점에서 유동 방향으로 195 cm 떨어진 위치이다. 예측된 데이터의 타당성을 알아보기 위해 1/7승 평균속도 분포 가정을 운동량 적분 방법에 적용하여 구한 근사해를 비교자료로 삼았다. 경계층 두께는 실험에서  $\delta \sim x^{0.73}$ 의 관계로 증가하는데 이는 근사해  $\delta \sim x^{0.8}$ 보다 다소 증가율이 작으며, 이는 경계층 두께 ( $u/u_e=0.99$ 인 위치)의 정의, 그리고 속도분포의 가정으로 구한 근사해 자체의 오차를 고려할 때 합리적인 결과라고 볼 수 있다. 실험에서 마지막 측정 위치인  $x=115$  cm에서 경계층 두께, 배제두께, 운동량 두께, 형상계수가 각각 49.2 mm, 7.19 mm, 5.46 mm, 1.32로서 근사적으로 구한 55.6 mm, 6.95 mm, 6.41 mm, 1.29와 비교할때 본 연구에서의 예측은 합리적으로 이루어졌다고 생각된다.

한편 CPM방법으로 구한 벽 전단응력의 분포를 Fig. 5에 나타내었다. 여러가지 굵기의 튜브조합에 의한 결과를 나타내었으며, 실험결과와 산란도는 모두 일반적인 표면 마찰계수 예측의 실험 오차 범위 내에 있음을 알 수 있다. 예측된 적분변수를 사용하여 Ludwig-Tillmann의 경험식에 의한 표면 마찰계수와 비교해보면  $x=0$ 을 제외하고 1% 오차범위에서 잘 일치함을 알 수 있다. CPM계산은 앞에서 소개한 세가지 다른 직경의 튜브로 예측한 결과를 두개씩 조합하여 수행하였으며, 계산

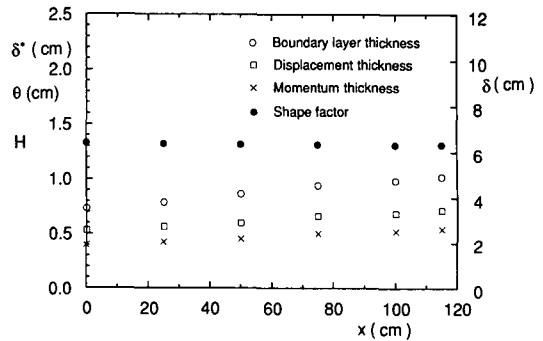


Fig. 4 Variations of boundary layer, displacement momentum thicknesses, and shape factor for the smooth wall case

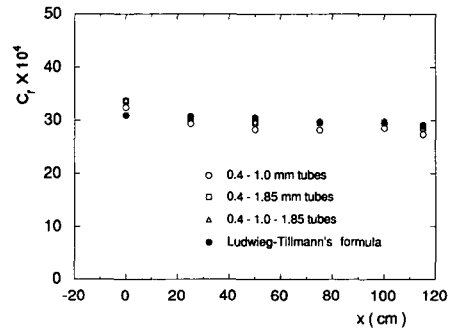


Fig. 5 Measured values of skin friction coefficient for the smooth wall case

시 동압 측정오차의 영향을 줄이기 위해 3가지 튜브의 동압 측정치를 동시에 고려한 계산도 병행하였다. 그림에서 볼 수 있듯이 각각의 튜브 조합에 의한 벽 전단응력의 산란이 적음을 알 수 있다. CPM에 의한 벽 전단응력의 추정시 벽법칙의 매개변수  $K_1$ ,  $K_2$ 중 한가지 만을 변화시켜 전단응력을 구하더라도 벽 전단응력에는 변화가 없었다. 매끄러운 평판에서 실험결과  $K_1$ 의 변화로 구한  $\tau_w$ 이  $K_2$ 의 변화로 구한  $\tau_w$ 보다 산란이 적었다(여기서 지면상  $K_2$ 의 변화로 구한  $\tau_w$ 은 그림으로 나타내지 않았다). 또한 Schofield<sup>(7)</sup>는 과도 경계층의 경우 벽 상사성의 파괴가 속도 대수식에서 von Karman constant  $\kappa$ 의 변화와 관련이 있음을 보고하였다. 이같은 배경하에서 본 연구에서는  $K_1$ 을 검정곡선의 변수로 사용하여 벽 전단응력을 계산하였다. 데이터 처리 과정에서 구해지는  $K_1$ 을 검정곡선의 변수로 사용하여 벽 전단응력을 계산하였다. 데이터 처리 과정에서 구해지는  $K_1$ 의 값이

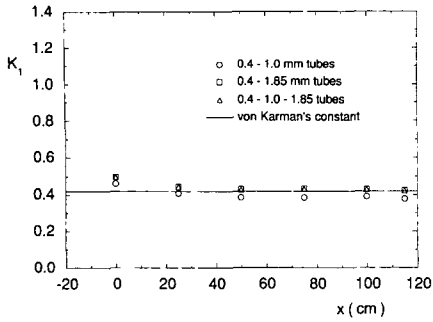


Fig. 6 Variations of the parameter  $K_1$  for the smooth wall case

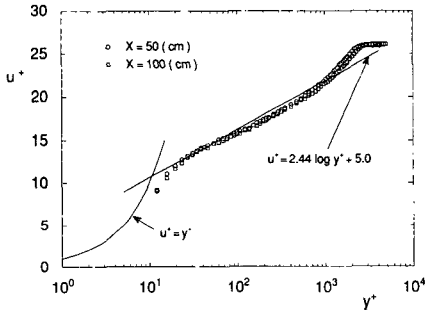


Fig. 7 Semi-logarithmic plotting of measured mean velocity profiles on the smooth wall

von-Karman 상수 0.41에 매우 잘 일치됨을 Fig. 6에서 알 수 있다. Fig. 7에는 위에서 구한 벽 전단응력을 이용하여 구한 대수속도 분포를 나타내었는데 완전히 발달되었을 때 벽법칙을 기초로한 대수속도 분포와 잘 일치함을 볼 수 있다.

평판의 표면이 거친 면에서 매끄러운 면으로 갑자기 바뀔 때 형성되는 과도 경계층의 속도분포를 예측하였다. 앞에서 언급했듯이 과도경계층에서는 새로운 벽조건에 대응하여 벽표면 근처에서 새로운 내부 경계층이 생성된다. 동일한 위치에서 과도경계층을 조도의 변화가 없다고 가정했을 때 예상되는 경계층(기준경계층)과 비교했을 때, 두 속도분포 사이의 경계를 관찰할 수 있다. 이 위치와 벽면과의 수직거리를 내부경계층의 두께를  $\delta_i$ 라고 정의할 수 있다. Reynolds수가 큰 유동인 경우에는 기준경계층의 변화가 작다고 보고 조도의 불연속 점  $x=0$ 에서의 속도분포를 기준경계층으로 가정하였다. Townsend<sup>(1)</sup>는 내부 경계층의 성장은 단순히 새로운 벽면조도의 특성 길이에 의해서 결정된다고 보아 다음의 식을 제안하였다.

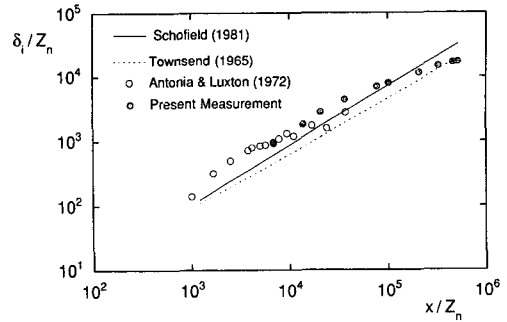


Fig. 8 Growth of internal layer thickness after step change in roughness

$$\frac{\delta_i}{Z_n} \left\{ \log e \frac{\delta_i}{Z_n} - 1 \right\} = 2k^2 (x/Z_n) \quad (5)$$

Schofield<sup>(7)</sup>는 압력구배를 포함한 여러가지 자료를 분석하여 다음의 경험식을 제안하였다.

$$\frac{\delta_i}{Z_n} = 0.18 \left( \frac{\delta_i}{Z_n} \right)^{0.92} \quad (6)$$

여기서  $Z_n$ 은 새로운 벽의 극소 길이 스케일로서 다음과 같이 매끄러운 면에서 완전히 발달된 경계층 내의 대수 분포식으로 부터 정의한다.

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{K} \log e \frac{y u_\tau}{\nu} + A = \frac{1}{K} \log e \frac{y}{Z_n} \quad (7)$$

계측된 내부 경계층의 두께를 위 경험식으로 예측한 결과와 Antonia & Luxton<sup>(2)</sup>의 실험치와 비교하여 Fig. 8에 나타내었다. 기존의 연구결과와 비교해 정략적으로 동일하게 예측되었다고 생각되며, 기존 경험식의 결과와 잘 일치한다. 측정된 내부경계층의 성장률은 하류로 갈수록 감소하였다. Antonia의 실험에서도 같은 변화를 관찰할 수 있으며, 과도 경계층이 조도 변화점 직후 빠르게 새로운 벽조건에 적응하는 반면, 하류에서는 상대적으로 느리게 발달됨을 알 수 있다.

과도 경계층의 두께 및 여러가지 적분변수의 변화를 Fig. 9에 나타내었다. 경계층 두께와 운동량 두께는 서서히 증가하는 반면 배제두께는 처음에 다소 증가하였다가 이후 서서히 감소하는 경향을 보였다. 형상계수는 조도 불연속 점 이후 서서히 감소하면서 평판 난류 경계층의 값으로 접근한다. Fig. 10에서 볼 수 있듯이 Antonia & Luxton<sup>(2)</sup>의 실험 결과와 일치하는데, 전체적으로 본 실험에서 계측된 값이 작은 것은 상대적으로 큰

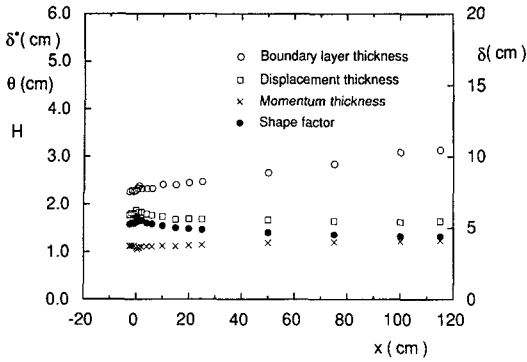


Fig. 9 Variations of boundary layer, displacement momentum thicknesses and shape factor; rough to smooth wall case

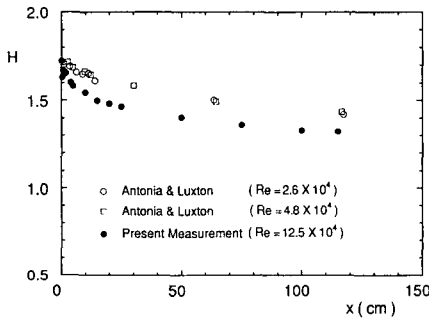


Fig. 10 Variations of shape factor; rough to smooth wall case

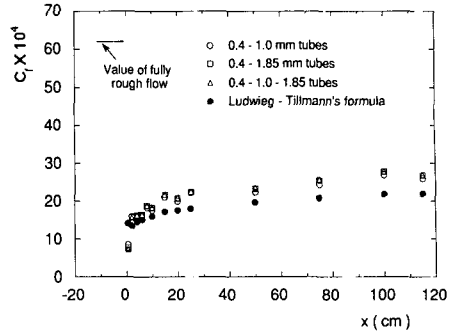


Fig. 11 Measured values of skin friction coefficient for the rough to smooth wall case

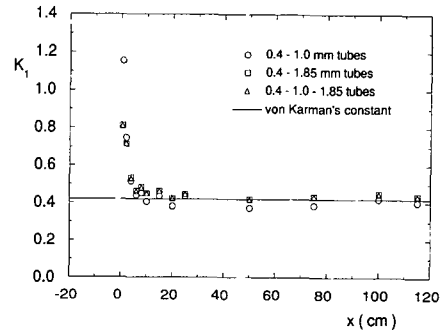


Fig. 12 Variation of parameter  $K_1$  for the rough to smooth wall case

Reynolds수 ( $= u_e \delta_0 / \nu$ ,  $\delta_0$ 는  $x=0$ 에서의 경계층 두께)에서 수행 되었기 때문이다. 한편 CPM방법으로 구한 과도지역의 벽 마찰 계수 및 매개변수  $k_1$ 의 변화를 Fig. 11 및 12에 나타내었다. 조도 불연속점 상류의 벽 전단응력은 이 지점의 경계층이 충분히 발달한 거친면 유동이라 가정하여 평균속도의 대수 분포를 이용하여 그 값을 구하였고,  $x = -2.4$  cm에서 0.0064이다. 거친 벽면에서의 큰 마찰계수는 불연속점을 지나면서 불연속적으로 감소하였다가 곧 증가하여, 이후 하류로 가면서 완만하게 증가하여 매끄러운 평판 경계층의 마찰계수로 수렴되어 감을 볼 수 있다. 한편 사용된 튜브를 각각 독립된 Preston-튜브라고 생각하여 마찰저항 계수를 구할 수 있다. 이는 CPM방법에서  $K_1$ 과  $K_2$ 의 값을 0.41과 26으로 고정하면 구할 수 있다. Preston-튜브에 의한 계측은 과도구간에서는 CPM방법에 의한 결과보다 상당히 적게 계측되며, 튜브의 굵기에 따라서도 서로 차이를 알 수

있다(그림으로 나타내지 않았음). 이는 앞서 언급한 바와 같이 과도 구간에서 벽면 근처의 속도분포는 완전히 발달된 평형 난류경계층에서의 벽법칙과 상당히 차이를 의미한다. 계측한 적분 변수들을 사용하여 Ludwig-Tillmann의 경험식으로 구한 마찰계수는 계측된 결과와 같은 경향을 보이나, 정량적으로는 큰 차이를 보인다. 이러한 마찰계수의 변화특성은 과거의 실험적 연구에서는 간접적인 방법으로 연구되었으나, 직접 계측되어 정량적으로 발표된 바 없었다. 급격한 조도변화 후 매끄러운 면을 유동이 진행되면서, 거친 벽면에서 상대적으로 적은 평균속도의 구배에 의해 매끈한 벽면에서 마찰응력은 급격히 감소하고, 이후 새로운 벽에 적응하는 내부 경계층이 형성되면서 점성으로 인한 마찰계수의 급격한 상승이 이루어진다고 볼 수 있다. 한편 Schofield<sup>(7)</sup>는 이러한 과도 경계층은 벽면근처에서도 발달된 경계층에서와 같은 형태의 대수 속도 분포를 가진다고 주장하였으

며, 이 경우 벽상사성의 파괴를 주로 von Karman 상수  $\kappa$ 의 유동 방향에 따른 변화로 설명하였다. 특히 거친 면 이후 매끄러운 면에서의 과도 유동시  $\kappa > 0.41$ 라고 발표하였지만 정확한  $\kappa$ 의 변화를 설명하지 못하였다. 본 실험에서는 CPM 방법의 적용과정에서  $\kappa$ 의 변화를 구할 수 있었고, Fig. 12에 조도의 불연속점에서 불연속적으로 증가한  $K_1$ 의 값이 급격히 감소하여 하류에서 0.41에 접근하는 결과를 나타내고 있다.

실험에서 계측된 경계층 내의 속도분포를 계측

된 마찰계수를 사용하여 Fig. 13에 반 대수 그래프로 나타내었다. 조도 불연속점 직전의 상류유동 ( $x = -2.4$  cm)은 완전히 발달된 거친 평판의 대수 속도 분포와 같은 기울기  $1/\kappa$ 이고, 매끈한 벽면의 경우에 대하여 아래로 평행 이동된 경향을 보인다. 여기서  $\Delta u^*$ 는 12.5이고, 완전히 발달된 거친 유동임을 확인할 수 있었다. 불연속점 이후의 유동은 하류로 감에 따라 점차적으로 벽에서 가까운 지역부터 새로운 벽조건에 부합되는 유동 형태를 보이고 있다. 물론 이것은 앞에서 설명한 내부 경

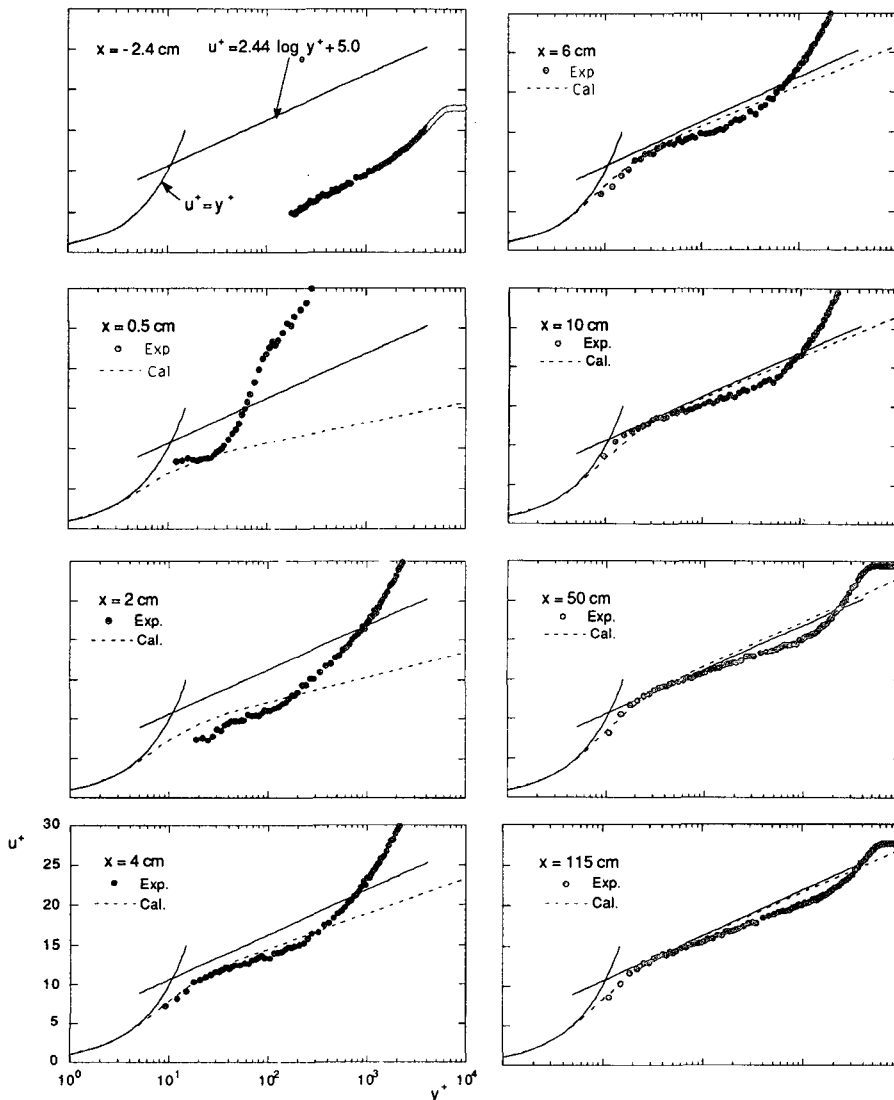


Fig. 13 Semi-logarithmic plotting of mean velocity profiles on the rough to smooth wall

계층의 성장과 관계가 있다. 불연속점 직후  $x = 0.5, 2.0, 4.0$  cm에서의 분포는 전체적으로 평판의 대수 속도분포에서 크게 벗어난 형태이지만, 그 변화 모습으로 보아 경계층의 내층은 빨리 새로운 벽 조건에 적응됨을 알 수 있다. 또한 벽에 가까운 몇개의 데이터가 이루는 기울기가 평판 대수 분포의 기울기  $1/\kappa$ 보다 작은 상태에서 점점 커지는 모습을 보이는데 이는 Fig. 12에서  $K_1$ 이 0.41보다 큰 상태에서 급격히 감소하여 다시 0.41에 수렴되는 양상을 간접적으로 설명하고 있다. 그러나 CPM방법에서 간접적으로 측정한  $\kappa$ 는 Preston 튜브로 측정한 구간에서 속도분포가 식(4)의 분포를 갖는다는 의미 외에는 다른 물리적 의미가 없다. 참고로 측정한  $\kappa$ 를 사용하여 구한 속도분포를 Fig. 13에서 점선으로 나타내었다. 속도분포를 관찰해 보면, 벽면 근처에서 실험치가 처음으로 대수속도 분포를 보이는 구역에서 식(4)에 의한 속도분포가 예측된 속도 분포와 잘 일치함을 알 수 있다. 이로부터 과도 경계층의 유동은 von Karman 상수가 증가된 상태의 벽법칙을 나타낸다고 말할 수 있다. 본 연구에서 von Karman 상수의 변화를 정량적으로 측정한 결과가 된다. 한편 벽면에 떨어진 위치에서 대수 속도 분포의 기울기가 변화하는 현상을 보이고 있다.  $x = 6$  cm 이후로는 상대적으로 느리게 새 벽면에 적응해 가는 것을 알 수 있는데 이는 내부경계층의 성장률이 하류로 갈수록 작아지는 Fig. 8의 결과와 일치한다. 한편 그림에서 보면 실험상 마지막 단면인  $x = 115$  cm에서도 완전히 발달된 평판에서의 경계층 유동이 형성되지 못함을 알 수 있다.

## 5. 결론

(1) 매끄러운 평판 난류경계층 실험을 통해 벽 전단응력의 측정을 위해 사용한 Computational Preston tube 방법의 합리성을 확인하였다.

(2) 조도 불연속점 직후의 과도 경계층에서는 벽 가까운 지역부터 빠르게 새로운 벽 조건에 대응하여 내부 경계층이 성장하는 반면, 하류로 갈수록 상대적으로 느리게 벽면조건에 적응해 가는 유동 양상을 관찰하였다.

(3) 거친 벽면에서의 큰 마찰계수는 불연속점을 지나면서 불연속적으로 감소하였다가 곧 증가하며, 이후 하류로 가면서 완만하게 증가하여 매끄

러운 평판 경계층의 마찰계수로 수렴된다. 본 연구에서는 이를 정량적으로 예측하였다.

(4) 조도 불연속점 이후 von Karman 상수가 증가하였다가 하류로 가면서 감소하는 현상을 CPM 방법으로 예측하였다. 이로부터 과도경계층의 벽면 근처에서 유동은 von Karman 상수가 증가된 상태의 벽법칙으로 나타낼 수 있음을 확인하였다.

## 후기

본 연구는 한국과학재단 지원 터보, 동력기계 연구센터의 1991년도 연구사업으로 수행하였습니다. 이에 관계자 여러분에게 감사를 드립니다.

## 6. 참고문헌

- (1) Townend, A.A., 1966, "The Flow in a Turbulent Boundary Layer after a Change in Surface Roughness," *J. of Fluid Mech.*, Vol. 26, pp. 255~266.
- (2) Anotonia, R.A., and Luxton, R.E., 1971, "The Response of a Turbulent Boundary Layer to a Step Change in Surface Roughness. Part1. Smooth to rough," *J. of Fluid Mech.*, Vol. 48, pp. 721-761.
- (3) Anotonia, R.A., and Luxton, R.E., 1972, "The Response of a Turbulent Boundary Layer to a Step Change in Surface Roughness. Part2. Rough to smooth," *J. of Fluid Mech.*, Vol. 53, pp. 737-757.
- (4) Schofield, W.H., 1975, "Measurement in Adverse-pressure-gradient Turbulent Boundary Layers With a Step Change in Surface Roughness," *J. of Fluid Mech.*, Vol. 70, pp. 573~593.
- (5) Islam, O., and Logan, E., 1976, "Channel Flow Over a Smooth to Rough Surface Discontinuity with Zero pressure Gradient," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 98, pp. 626-635.
- (6) Siuru, W.D., and Logan, E., 1977, "Response of a Turbulent Pipe Flow to a Change in Roughness," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 99, pp. 546~555.
- (7) Schofield, W.H., 1981, "Turbulent Shear Flows Over a Step Change in Surface Roughness"



ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 103,  
pp. 344-351.  
(8) Nitsche, W. et al., 1983, "A Computational  
Preston tube Method," Turbulent Shear Flows,

Vol. 4, pp. 261~276.  
(9) Szablewski, W. (1969), "Turbulente  
Drenzschichten in Ablosenahe. Z.", Angrew.  
Math. Mech. 49, p. 215.