

# 剥離を伴う強い逆圧力勾配下の乱流境界層

大坂 英雄\*, 近藤 裕司\*\*, 木原 一男\*\*\*, 影山 芳郎\*

## Turbulent Boundary Layer Developing in a Strong Adverse Pressure Gradient

Hideo OSAKA, Yuhji KONDO, Kazuo KIHARA and Yoshiro KAGEYAMA

### Abstract

In order to investigate the turbulent boundary layer structure under a strong adverse pressure gradient accompanied with the separation, the measurements of the boundary layer characteristics are made. Especially measurements of the spanwise distribution of the mean velocity, turbulent velocities and wall shear stress are made to examine how the boundary layer vary in the spanwise direction due to the adverse pressure gradient. Bradshaw's prediction method are examined in the present flow field which is subjected to strong three dimensional effect. Moreover, the various simple methods of separation criteria are checked. Analyses of the effect of the adverse pressure gradient on the wall law are performed using  $\tau = \tau_w + \alpha y$ .

### 1. ま え が き

乱流境界層剥離の問題は流体力学上重要であるにも拘らず、その機構が極めて複雑であること、逆圧力勾配により二次元性が強く影響され、いわゆるきれいな流れ場を作ることが困難である等の理由により、未だ信頼し得る実験データが不足している。

乱流境界層剥離の研究は、古くて新しい問題であり Prandtl 以来、Stratford<sup>(1)</sup>、西岡ら<sup>(2)</sup>により剥離点決定法等について理論的解析がなされ、Spangenberg<sup>(3)</sup>、Simpson<sup>(4)</sup>らにより乱流成分に関して実験的解析が報告されている。しかしながら従来報告されている乱流境界層剥離に関する研究の大半は、流れ場の幾何学的中心断面を二次元流とみなし、その理論的、実験的解析を進めてきている。これに対し Stanford での乱流境界層計算会議<sup>(5)</sup>で Kline が指摘したように、逆圧力勾配が極めて強い場合には、流れの二次元性が必ずしも保持されていないようである。また Bradshaw<sup>(6)</sup> や Inger<sup>(7)</sup> は、剥離近傍で流線が流れ方向に大きく曲げられることにより縦渦が発生する可能性を示唆している。一方逆圧力勾配の対数法則への影響について

は Gibson<sup>(7)</sup>、Townsend<sup>(8)</sup>、Patel<sup>(9)</sup>、Mellor<sup>(7)</sup>らにより解析されているが、三次元効果を考慮に入れたものはほとんどない。また近年急速に発展した乱流モデルについて、急激な逆圧力勾配下において一方程式モデルの検討がなされておらず、工学上重要である強い逆圧力勾配流への適用の妥当性の是非が論じられていない。

そこで本研究では特に逆圧力勾配による境界層の二次元性に注目し、剥離点の上流及び下流領域の平均流及び乱流構造を明らかにすることを目的とした。境界層内の平均速度、静圧分布及びレイノルズ応力分布の測定かつ横方向不均一性を論じ、逆圧力勾配の横方向変動に及ぼす程度及び変動の機構について検討した。また一方程式モデルの逆圧力勾配の強い三次元的流れ場での適用を吟味した。さらに逆圧力勾配の対数法則への影響および比較的簡易な各種剥離点予測法について検討を行なった。

### 記号

- X 平板前縁から流れ方向へ測った距離
- Y 平板から垂直方向へ測った距離
- Z X, Y に垂直方向の距離
- U 境界層内速度の X 方向成分
- U<sub>0</sub> 主流速度

\* 機械工学科

\*\* 三菱自衛 (株)

\*\*\* 大学院機械工学専攻

- $U_1$  局所の X 方向主流速度
- $C_p$  無次元圧力係数 ( $= (P-P_a)/(1/2 \cdot \rho U_1^2)$ ,  $P_a$  大気圧)
- $K$  無次元圧力勾配パラメータ ( $= (\nu/U_1^2) \cdot (dU_1/dX)$ )
- $\psi$  流れ関数
- $\delta$  境界層厚さ
- $\delta^*$  排除厚さ
- $\tau_w$  壁面摩擦応力
- $u'$  X 方向変動速度
- $v'$  Y 方向変動速度
- $w'$  Z 方向変動速度
- $-\overline{uw}$  レイノルズ応力
- $-\overline{uv}$  レイノルズ応力
- $H$  形状係数 ( $= \delta^*/\theta$ )
- $P$  静圧
- $\nu$  空気の動粘性係数
- $\rho$  密度
- $\nu_T$  渦動粘性係数
- $\theta$  運動量厚さ
- $C_f$  局所摩擦抵抗係数
- $\delta_{99.5}$  境界層厚さ ( $U/U_1=0.995$  のときの Y の値)

2. 実験装置および方法

測定に用いた風洞は、前報<sup>9)</sup>で報告した全長12.7mの押込式エッフェル型低乱境界層用風洞である。測定平板には前縁より30mm下流に直径0.8mmのトリッピングワイヤーが取り付けられている。剥離位置の調整と流れ場に強い逆圧力勾配を加えるために、測定平板の後端に、流れとほぼ直角方向にエンドゲイトが設置されている。さらに Spangenberg 流の主流速度分布に類似させるため、測定部の屋根を微妙に調整した。壁面上の静圧は平板に設けられた直径0.8mmの受圧孔より、圧力をU字管マノメータに導き、1/100mm精度で読み取り顕微鏡で読んだ。また主流および境界層内の静圧は静圧用ピトー管を零点法によって求められた流れの方向(迎角)に向け測定した。壁面剪断応力の測定はプレストン管( $\phi 1, \phi 2, \phi 3$ )を用いて測定した。境界層内速度分布は5孔ピトー管およびX型プローブによる定温度型熱線流速計を併用して測定した。時間平均剥離点の位置測定にはタフト法による可視化および前向き-後向き管<sup>10)</sup>により判定した。実験には基準断面 $X=493mm$  ( $dp/dx=0$ の位置)の主流速度  $U_0$  を用いた単位レイノルズ数を  $U_0/\nu=$

$6.6 \times 10^5 m^{-1}$  に保って行なった。

図1は  $Z=-10mm$  断面における自由流速度分布

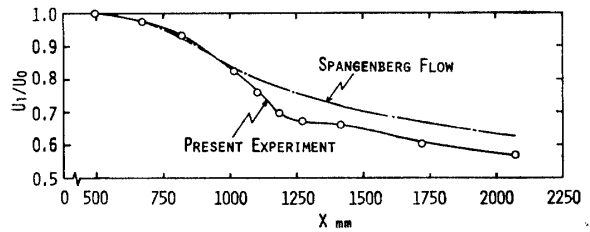


Fig. 1 Free stream velocity distribution

である。この分布は流れ方向の各断面の主流速度  $U_1$  を基準位置 $X=493mm$ における主流速度  $U_0$  で無次元化して表わしている。図中の一点鎖線は Spangenberg の自由流速度の分布で次式の様に表わされる。

$$U_1/U_0 = 1.13 \{ (x^*/305) + .083 \}^{-0.33} \quad (1)$$

ここで  $x^*$  は  $dp/dx=0$  となる位置を原点とした流れ方向の距離(mm)である。分布をみると、 $X=493mm$ 位置まで  $U_1/U_0$  は一定値をとり、その後下流へ向って急減少し、 $X=1180mm$  (時間平均剥離点)で  $U_1/U_0=0.697$  の値となっている。連続的に剥離点近傍の速度分布を保つ Spangenberg 流に比べ、本実験の流れ場は剥離領域をもつため、 $X=1018mm$ 位置以後大きく減速されていることが分る。

図2に無次元圧力係数  $C_p$  の流れ方向分布を示す。記号(1), (2)はそれぞれ主流静圧と基準位置 ( $X=$

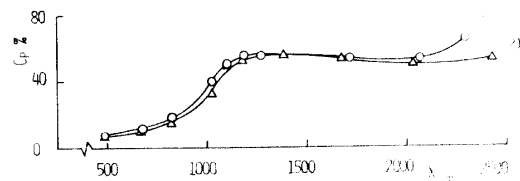


Fig. 2 static pressure distribution

493mm)の主流動圧(以下基準動圧と呼ぶ)の比、および壁面静圧と基準動圧の比である。(1), (2)の分布とも  $X=493mm$ 位置付近まで  $C_p \approx 8\%$ の一定値に保たれた後、 $X=1018mm$ 位置まで急上昇し、その後  $C_p \approx 60\%$ の一定値をとる分布傾向である。

図3は無次元圧力勾配パラメータ  $K$  ( $= (\nu/U_1^2) \cdot (dU_1/dx)$ ) の流れ方向分布を示す。分布を見ると圧力勾配零の位置 ( $X=493mm$ )から急減少し、 $X=1100mm$ 位置で  $K = -2.13 \times 10^{-6}$ の最小値をとる。その後急激に増加し、 $X=1180mm$ 位置の剥離点で  $-1.56 \times 10^{-5}$ の値をとっている。Kline<sup>11)</sup>は  $K$  が  $-10^{-6}$ オーダーで強い逆圧力勾配下の流れ、 $K$  が  $-10^{-7}$ オーダーで中程度の逆圧力勾配下の流れである

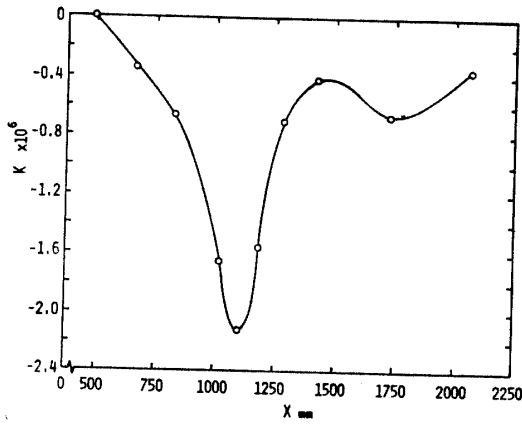


Fig. 3 Pressure gradient parameter distribution

と分類している。これを適用すれば本実験の流れ場は、 $X = 900\text{mm}$  付近までは中程度の逆圧力勾配がかかっており、それ以後  $X = 1200\text{mm}$  付近まで極めて強い逆圧力勾配下の流れ場であることが予想される。

3. 結果および考案

3. 1 流れ場の様相および運動量積分式

図4は速度分布の実測値に基づいて次式で決定された流線図である。

$$1/U_0 \cdot \int_0^y U dy = \varphi/U_0 \delta_0 \quad (2)$$

ここで  $\varphi$  は流れ関数であり、 $U_0$ 、 $\delta_0$  はそれぞれ基

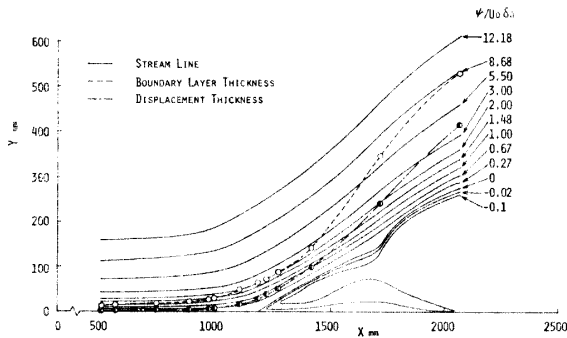


Fig. 4 Non-dimensional stream function

準断面での主流速度および境界層厚さである。この図より、本流れ場全体の様子や剥離領域の大きさ及び時間平均剥離点等がみてとれる。Bradshawが流線が流れ方向に凹形に曲がることにより、ゲルトラータイプの縦渦が発生する可能性があることを推論しているが、 $X = 1180\text{mm}$  位置について調べると剥離流線の曲率半径  $R$  は  $R = 9.5\text{m}$  であり、その可能性がある。また破線は境界層厚さ  $\delta$ 、1点鎖線は排除厚さ  $\delta^*$  であり、流線の傾きに比べ境界層厚さの発達割合が大きいことがわかる。

逆圧力勾配が強い場合、境界層の二次元性が崩壊することが知られている。図5は逆圧力勾配の影響を調べるために、運動量積分式の両辺の釣り合いから検討

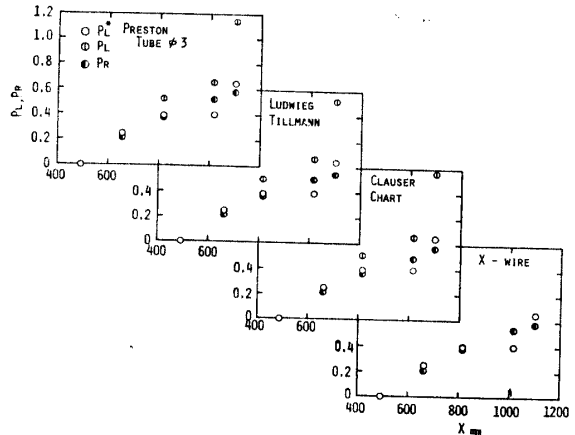


Fig. 5 Momentum balance

したもので、ColesとHirstの表示法<sup>(3)</sup>を用いて図示している。ここで

$$\left. \begin{aligned} P_L &= (U_1^2 \theta / U_c^2 \theta_0) - 1 \\ &\quad + \int_{x_0}^x (U_1 \delta^* / U_0^2 \theta_0) \cdot dU_1 / dx \cdot dx \\ P_R &= 1/2 \cdot \int_{x_0}^x (C_f \theta_0) dx - RNS \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$\theta_0$  は  $X = 493\text{mm}$  位置における運動量厚さを示し、 $RNS$  は垂直レイノルズ応力項を示している。また平均流の横方向( $Z$ )成分の効果を評価するために、三次元運動方程式から導いた下式(4)も合わせて検討する。

$$P_L^* = P_L + 1/U_0^2 \theta_0 \cdot \int_{x_0}^x \int_0^{\delta} (U_1 - U) \cdot \partial w / \partial z \cdot dy dz \quad (4)$$

ここで右辺第2項は平均流の運動量の横方向への輸送を表す項であり、逆圧力勾配により生じた  $W$  成分の寄与を示す項である。計算に用いた  $C_f$  は、 $\phi 3$  のプレストン管による値、Ludwig-Tillmann法、クラウザー線図法、レイノルズ応力  $-\rho u \overline{v}$  分布の壁面への外挿から求めたものの4種を用い、初期位置  $x_0$  としては圧力勾配が零の基準位置  $X = 493\text{mm}$  とした。結果をみると  $X = 493\text{mm}$  では  $P_L \doteq P_R$  と二次元性が良好だが、 $X = 818\text{mm}$  程度よりかなりずれ、逆圧力勾配の最大となる  $X = 1180\text{mm}$  では  $(P_L \doteq P_R) / P_L$  が50%程度ずれている。また  $P_L^*$  と  $P_R$  を比べると、4種の  $C_f$  を用いた結果とも比較的良く合っている。たとえば  $X = 818, 1100\text{mm}$  位置では4種の場合とも  $(P_L^* - P_R) / P_L^*$  の値がそれぞれ5%と15%程度であり、剥離を伴う強い逆圧力勾配下の流れとしては両者の値が非常に良く一致していると思われる。これより  $\partial w / \partial z$  による三次元効果を考慮した  $P_L^*$

は妥当なものであることがわかる。従って逆圧力勾配の影響は平均流の Z 方向速度成分に大きく寄与し、これにより横方向に運動量が輸送されることが明らかである。

3. 2 逆圧力勾配による境界層内横方向特性量の応答

図6はプレストン管により求めた壁面摩擦応力の Z 方向分布を示す。圧力勾配が零の X = 493mm では Z 方向にほぼ一様な分布をしている。X = 493mm から

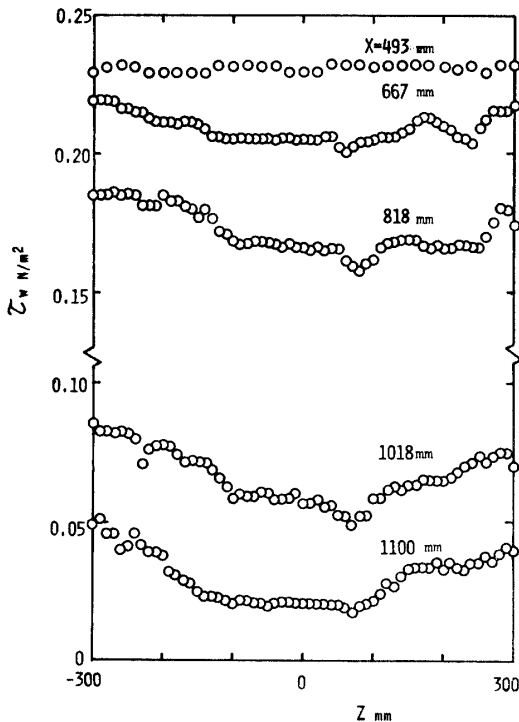


Fig. 6 Spanwise mean shear stress distribution

下流へと逆圧の増加に伴って  $\tau_w$  は減少していき、かつ Z 方向に変動が生じている。その変動は上流の分布形状を保ちつつ、やや大きくなっていく。全体的には Z = 70mm 位置付近に最小値をもつ下に凸の分布となっている。逆圧力勾配の影響は、平均速度の横方向分布にも現われることが予想される。図7(a), (b)は代表として X = 818mm 及び 1180mm 断面における境界層内 Z 方向平均速度分布を示す。図示していないが、X = 493mm 位置では境界層内、境界層外端とも平均速度分布は横方向に一様であり、二次元性良好な流れ場であった。X = 818mm 位置では、分布は境界層外端を除いて横方向に変動しており、特に内層領域での変動が顕著である。このときの変動の波長は 12~15cm 程度のものが支配的であり、これに加えて流れ場の横方向スケールのものが存

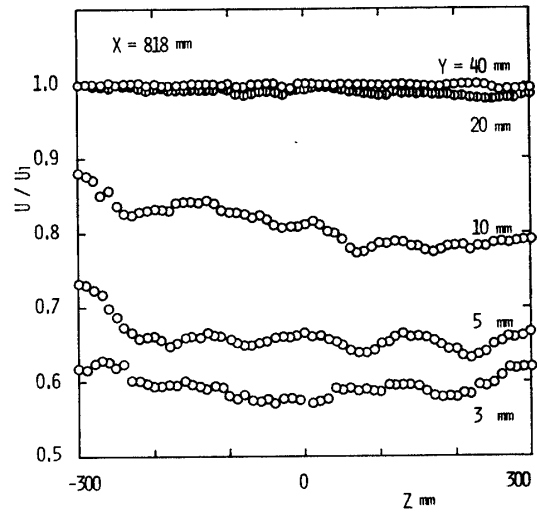


Fig. 7 (a) Spanwise velocity distribution

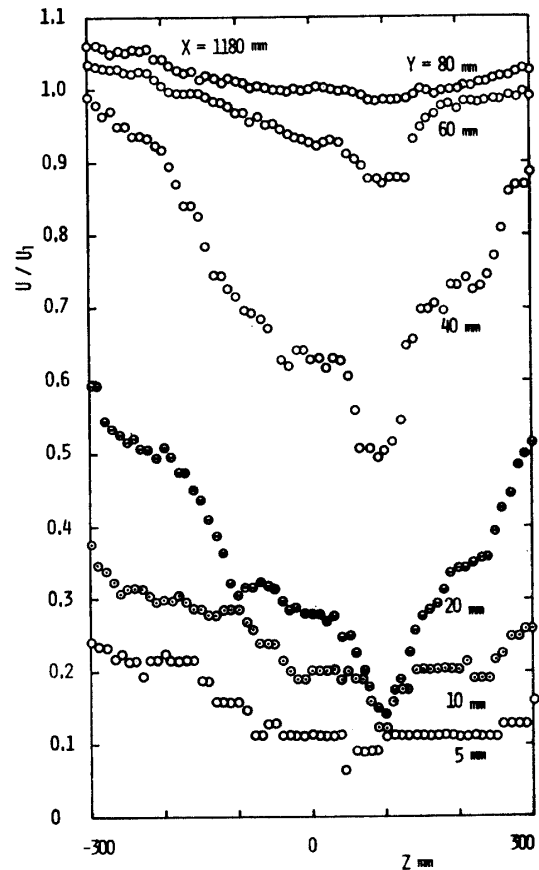


Fig. 7 (b) Spanwise velocity distribution

在している。X = 1180mm 位置では二次元性の崩壊がさらに進み、境界層外端も横方向に変動している。分布の形状は上流の分布を維持するが、流れ場の最大スケールである 60cm 程度の波長の変動が極端に強調されている。

Inger<sup>(6)</sup>は剝離点近傍の横方向変動に関する研究を行い、次式のパラメータによって剝離点近傍で横方向

に周期的な攪乱の出現の可能性を報告している。

$$[(\theta U_1/\nu_T) \cdot \sqrt{\theta/R}]_{separation} \approx 0.25 \quad \text{--- (5)}$$

ここで  $R \approx (\partial p/\partial x)_s/(\partial^2 \tau_w/\partial x^2)_s$  で近似される剥離点での流線の曲率半径で、 $\nu_T$  は渦動粘性係数である。0.25 は彼が示した縦渦発生の不安定基準値である。本実験では (5) 式の左辺の値は 12.0 となり、剥離近傍における横方向変動は、流線が流れ方向に凹状に曲げられることによって誘起されたゲルトラータイプの縦渦による可能性が示唆される。

前述したように、逆圧力勾配の影響により平均速度が横方向に凹凸した分布を示したので、乱流構造も横方向に凹凸することが予想される。代表として  $X = 818\text{mm}$  及び  $1180\text{mm}$  断面における境界層内の  $Z$  方向乱流成分の分布を図 8 (a), (b) に示す、図示していないが、圧力勾配が零の  $X = 493\text{mm}$  位置では、乱流速度成分、レイノルズ剪断応力成分とも横方向に一様な分布であった。 $X = 818\text{mm}$  断面についてみると、内層領域の  $Y = 5\text{mm}$  では、乱れ強さ分布  $\sqrt{u^2}/U_1$ ,  $\sqrt{v^2}/U_1$ , および  $\sqrt{w^2}/U_1$  はいずれもほぼ一定の値を示しているが、多少変動がみられる。通常の境界層におけるように  $\sqrt{u^2}/U_1 > \sqrt{w^2}/U_1 >$

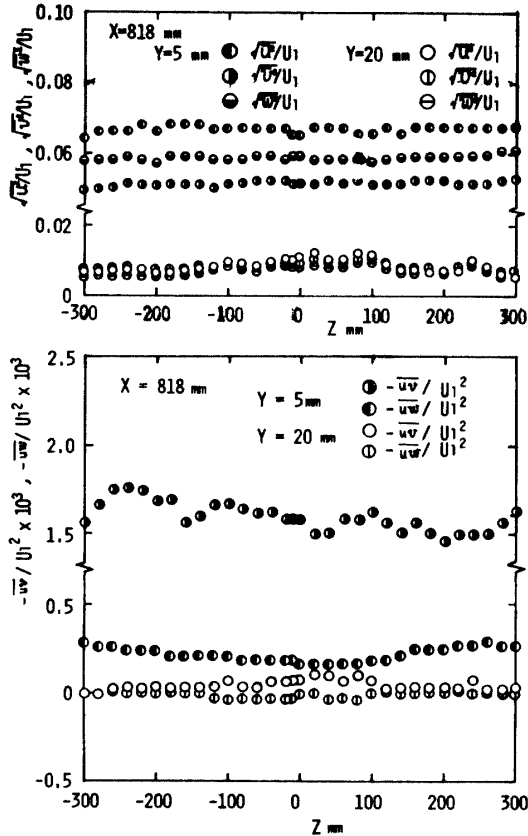


Fig. 8 (a) Spanwise distributions of turbulent velocity and Reynolds shear stress

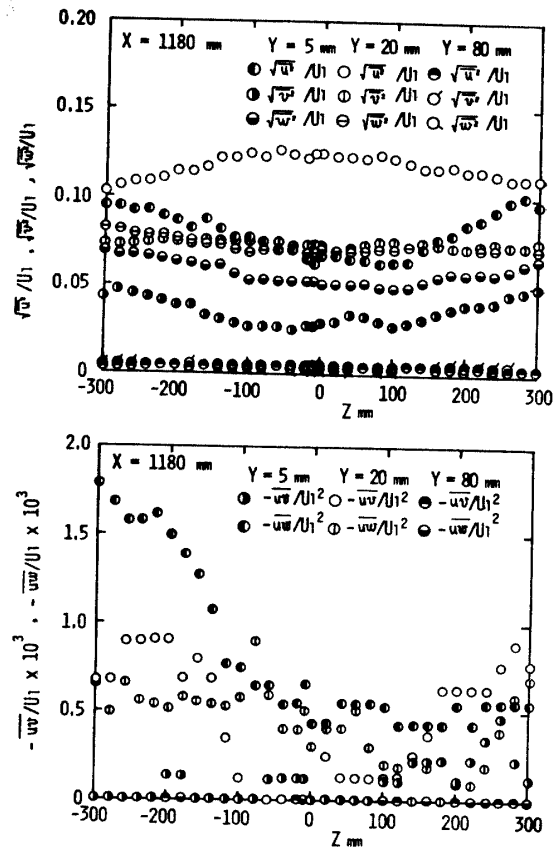


Fig. 8 (b) Spanwise distributions of turbulent velocity and Reynolds shear stress

$\sqrt{v^2}/U_1$  となっている。レイノルズ応力分布  $-\overline{uv}/U_1^2$  は乱れ強さに比べ変動が顕著であり、その変動の波長は 15cm 程度である。また  $-\overline{uw}/U_1^2$  は  $-\overline{uv}/U_1^2$  の 1/5 程度の値をもち、 $Z$  方向に全体としてなめらかな下に凸の分布である。外層領域の  $Y=20\text{mm}$  では、 $\sqrt{u^2}/U_1$ ,  $\sqrt{v^2}/U_1$ ,  $\sqrt{w^2}/U_1$  の分布とも上に凸の形状をした分布をしており、内層に比べ変動が大である。またレイノルズ応力分布は外端に近いほどほぼ零の値をとっている。時間平均剥離点である  $X = 1180\text{mm}$  断面では、乱れ強さ、レイノルズ応力分布ともに横方向分布の変動は  $X = 818\text{mm}$  断面における変動よりも大きく、逆圧力勾配により生じた剥離点近傍のため変動が大きい。乱れ強さ分布は  $Y = 5\text{mm}$  で下に凸、 $Y = 20\text{mm}$  で上に凸の分布をしており、かつ  $Y = 20\text{mm}$  での値が  $Y = 5\text{mm}$  の値よりも大きくなっている。後述の乱れ強さ分布にみられるように、壁面より離れた所で極大値をもつ分布をしていることがわかる。レイノルズ応力分布は  $Y = 5\text{mm}$  では  $-\overline{uw}/U_1^2$  の方が  $-\overline{uv}/U_1^2$  に比べ値は大きく、かつ変動も大である。また  $Z = 100\text{mm}$  程度の位置に極小値をもち、 $Z$  方向に全体として下に凸の分布形状で

ある。Y = 80mm ではいずれのレイノルズ応力もほぼ零の値をしている。

3. 3 中心断面における流れ方向特性

図9は Z = -10mm における平均速度 U/U<sub>1</sub> の Y 方向分布を示す。ピトー管および X 型熱線流速計により求めた平均速度分布かつ Bradshaw の計算法<sup>(6)</sup>

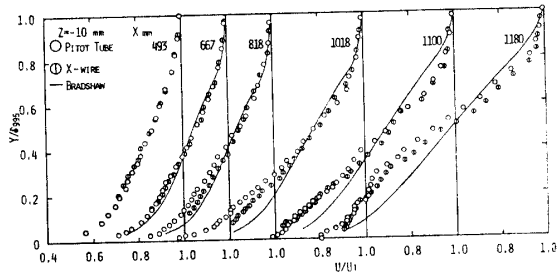


Fig. 9 Streamwise velocity distribution

による値と比較されている。X = 493mm 位置での分布は 1/6 乗則分布に類似したものであり、十分発達した乱流境界層とみなすことができる。逆圧が大きくなるにつれ、壁面近傍から運動量の欠損が大きくなりやせた分布形状へと変化していき、X = 1018mm 位置で変曲点をもつ分布へと移行している。X = 1180mm では壁面近傍における速度勾配  $\partial U/\partial y$  の値がきわめて小さく、剝離点の速度分布となっている。実線は一方程式モデルである Bradshaw の計算法により求めたもので、圧力勾配の小さい X = 818mm 位置までは良い一致がみられるが、逆圧の増加に伴い実験値と比べ内層では大きく、外層では小さく評価している。

図10~図12は Z = -10mm 断面における境界層内乱れ強さ分布  $\sqrt{u^2}/U_1$ ,  $\sqrt{v^2}/U_1$ ,  $\sqrt{w^2}/U_1$  の流れ方向への変化を示す。乱れ強さの3成分とも X = 493

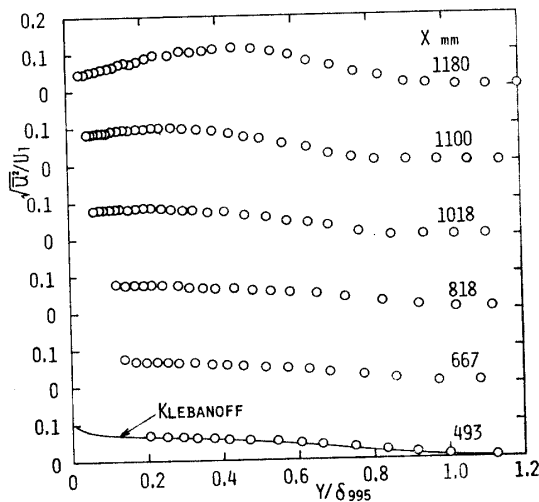


Fig.10 x-component of turbulent intensity

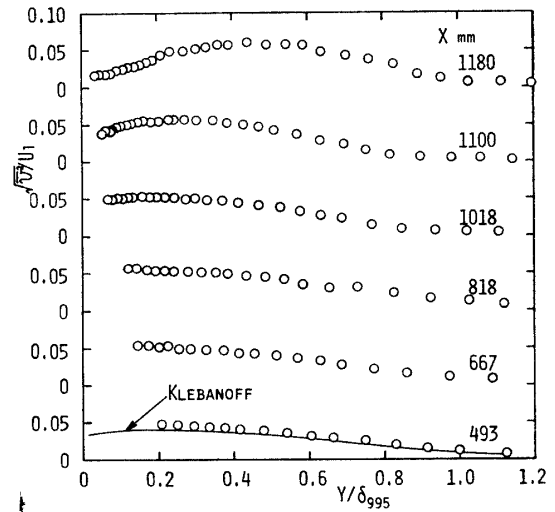


Fig.11 y-component of turbulent intensity

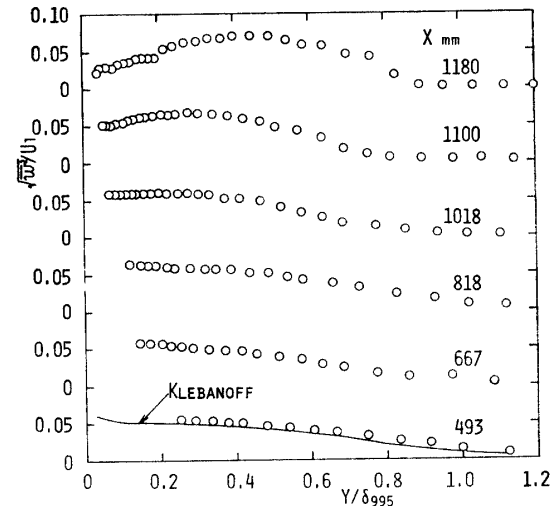


Fig.12 z-component of turbulent intensity

mm位置 ( $dp/dx = 0$ ) で、圧力勾配零の乱流境界層で測定された Klebanoff の分布<sup>(9)</sup> とほぼ一致している。逆圧力勾配が大きくなるにつれ、層内全領域で乱れ強さの3成分の値が大きくなり、剝離点近傍ではその値は壁面近傍で小さく、 $y/\delta_{995} = 0.5$  付近で最大値をとる分布に変化している。この時の X = 1180mm 位置(剝離点)での最大値は、 $(\sqrt{u^2}/U_1)_{max.} = 0.12$ ,  $(\sqrt{v^2}/U_1)_{max.} = 0.064$  及び  $(\sqrt{w^2}/U_1)_{max.} = 0.077$  である。図示していないが剝離点以後も同様な傾向を続けていくが急激に小さくなっていく。Simpson<sup>(10)</sup>によると  $\sqrt{u^2}/U_1 > 1/3$  の領域で間欠剝離を生じるとしているが、本実験の場合 X = 1100mm の Y = 2.5mm 位置が最初に  $\sqrt{u^2}/U_1$  が 1/3 を越える値の 0.35 であった。これより X = 1100mm 位置で間欠剝離が生じている可能性があると考えられる。

図13は  $Z = -10\text{mm}$  断面におけるレイノルズ応力分布の流れ方向への変化を示す。  $X = 493\text{mm}$  位置で Klebanoff の結果<sup>19)</sup>とほぼ同一の分布から、逆圧力勾

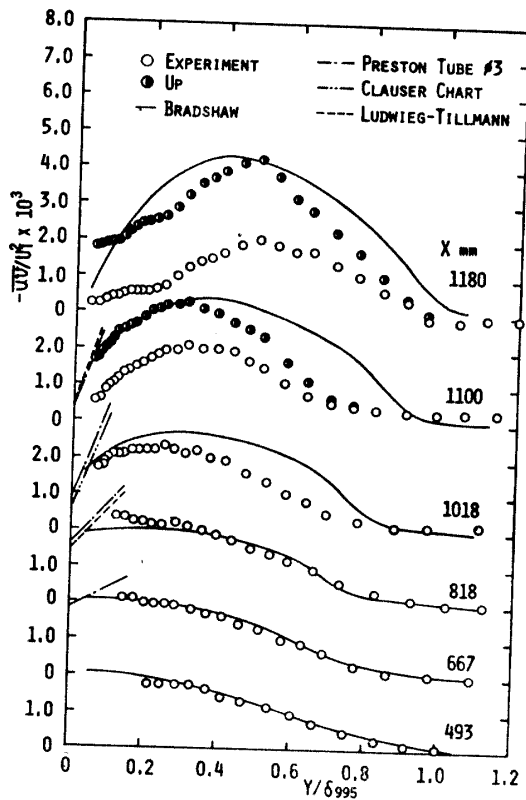


Fig.13 Reynolds shear stress

配の増加につれ、最大値はほぼ同じ値をとるが、それをとる  $Y$  の位置が境界層の外端へとずれている。実線は Bradshaw の計算法によるもので、実験結果と比較すると、圧力勾配の比較的小さい領域では良く合うが、 $dp/dx$  の最大値をとる  $X = 1018\text{mm}$  位置以降でずれが大きくなり、剥離点で大きな差を生じる。

Simpson ら<sup>19)</sup>も述べているようにレイノルズ剪断応力に垂直レイノルズ応力も加えて考慮した

$$U_P = \{ -\overline{uv} + \int_y^\infty \partial(u^2 - v^2) / \partial x \cdot dy \} / U_1^2 \quad (6)$$

は、剥離点近くでも、Bradshaw の計算法によるものと比較的良好一致しており、垂直レイノルズ応力項の寄与がかなり大きくなっている事が分る。壁面近くに引かれている直線は  $\tau = \tau_w + (dp/dx) \cdot y$  として求めたもので、 $\tau_w$  は  $\phi 3$  のプレストン管、クラウザー線図、Ludwig-Tillmann 法より求めたものを用いた。

### 3. 4 境界層特性

図14は各  $Z$  断面における運動量厚さ  $\theta$  の流れ方向分布を示す。逆圧力勾配の増加にともない、 $\theta$  は急

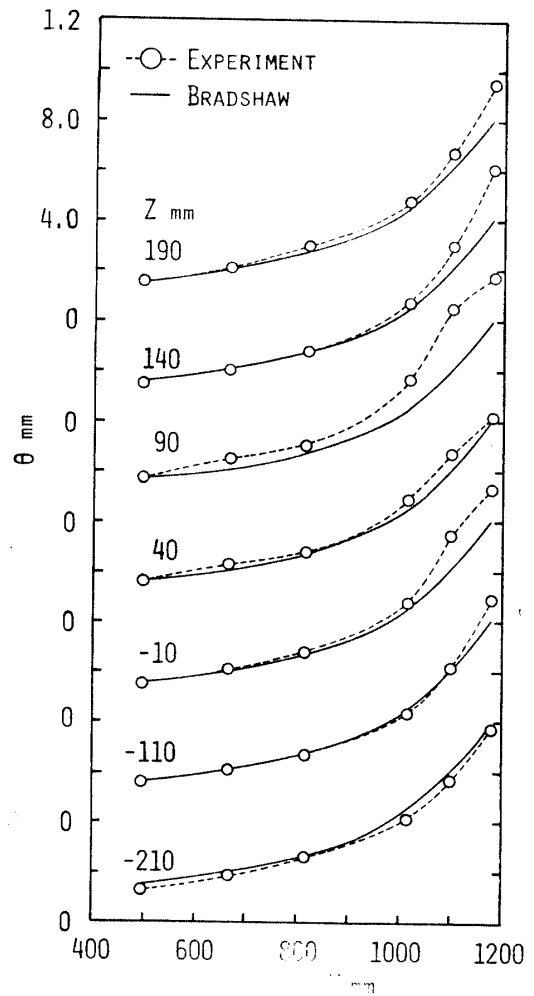


Fig.14 momentum thickness

増加し、 $X = 1100\text{mm}$  から剥離点の間できわめて急激に増加している。実線は Bradshaw の計算法により求めたものであるが、逆圧力勾配が小さい範囲では両者はよく合っているが、逆圧力勾配の増加に伴い、ずれが顕著となる。本流れ場の流れ構造の中央断面である  $Z = 90\text{mm}$  位置の断面でずれが特に大きい。これは  $U$  成分の所で前述したように、Bradshaw の計算法は壁面近くの評価が良くないこと、および  $W$  成分による影響によるものであろう。図15は  $Z$  断面における形状係数  $H$  と Bradshaw の計算法により求めた値を示す。各  $Z$  断面の分布とも逆圧力勾配の程度が小さい  $X = 493 \sim 667\text{mm}$  の領域で両者はほぼ一致しているが、それより下流では差異がみられ、剥離点に近づくにつれ両者のずれの程度はきわめて大きくなっている。この  $H$  の分布と運動量厚さ  $\theta$  の分布とを対照してみると、排除厚さ  $\delta^*$  の分布が予想されるが、これらの分布から考えてみると、Bradshaw の

計算法は排除厚さを測定値に比べ小さく見積っている  
 ようであり、従って平均速度  $U/U_1$  の分布が強い逆  
 圧力勾配下でも実験値と比べやせた形状にならないよ

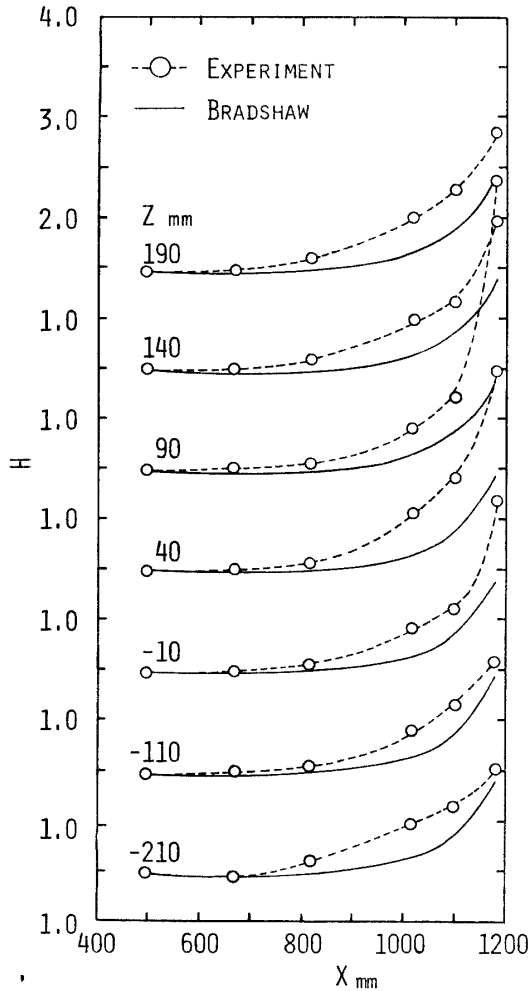


Fig. 15 Shape factor

うに評価されていることが推測される。

逆圧力勾配が壁面摩擦係数に及ぼす影響は最も重要な事柄である。各 Z 断面における壁面摩擦抵抗係数  $C_f$  と Bradshaw の計算法により求めた値を図16に示す。なお、強い逆圧力勾配下では間接的に  $C_f$  を求める方法は信頼性に乏しく、未だ確立された方法は無いと思われるので、クラウザー線図法、プレストン管法 ( $\phi 1, 2, 3$  の3種), Ludwig-Tillmann 法およびレイノルズ応力分布からの外挿法の6種類によって求めた。各方法から求めた値に比べ、Bradshaw の計算法によるものは高めに評価するようであるが、時間平均剥離点 ( $\tau_w = 0$ ) の予測はよく合っている。時間平均剥離点の確認は Ghose-Kline の速度分布<sup>8)</sup>、流れの可視化、前向き一後向きピトー管による測定、及び各計算法による  $C_f$  の値の外挿により行なった。

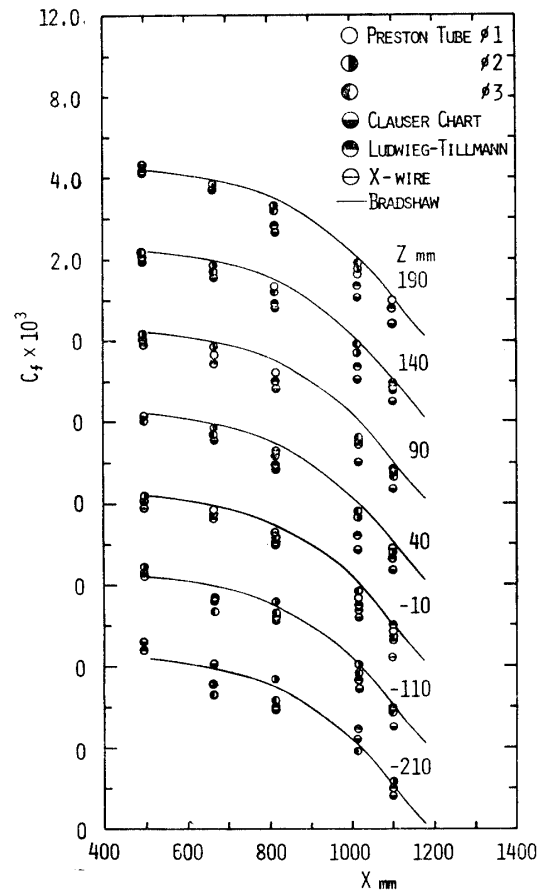


Fig. 16 Local skin friction coefficient

以上のように、Bradshaw の計算法は平均速度成分の評価は必ずしも良くないが、剥離点の予測は妥当なものである。

### 3. 5 対数速度分布

壁法則は流れ場の圧力勾配が小さい場合、それに無関係に成り立ち、乱流境界層の挙動を推論するのに重要な役割を演じている。しかしながら剥離を伴うような強い逆圧力勾配下では必ずしも成立しえないことが多くの研究者により実験的に示され、また圧力勾配を考慮に入れた拡張された修正壁法則とも呼ぶべきものが多く示されてきた。図17は  $Z = -10\text{mm}$  断面の壁法則表示である。実線は

$$\tau = \tau_w (1 + p^+ y^+) \quad (7)$$

と混合距離理論から導いた分布で次式のように表わされる。

$$u^+ = (1/k) \{ 2 \sqrt{1 + p^+ y^+} + \log \times [ (\sqrt{1 + p^+ y^+} - 1) / \sqrt{1 + p^+ y^+} + 1 ] \} + C^* \quad (8)$$

ここで  $p^+ = (\nu/\rho u \tau^3) \cdot dp/dx$ ,  $U^+ = U/u\tau$ ,  $y^+ = u\tau y/\nu$  である。また  $C^*$  は積分定数で実験的に決定されるもので、本実験の流れ場においては  $C^* =$



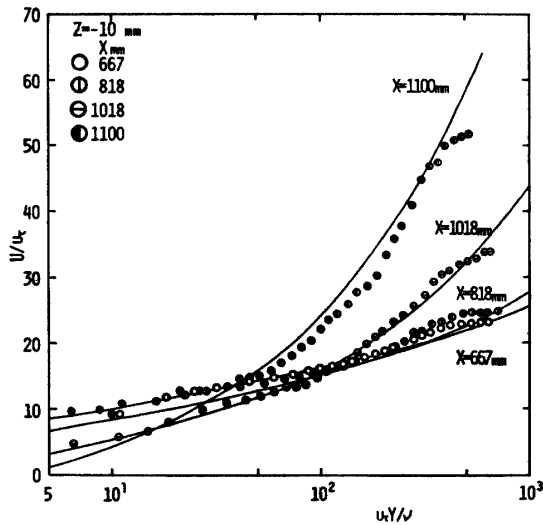


Fig. 17 Wall law

$-11.6 \log P^+ - 10.9$  で示すことができる。逆圧力勾配が増加していくにつれ直線領域が存在しなくなるが、上で求めた半経験式と実験値とは比較的良く合っている。したがって (7) 式とおく仮定及び求められた圧力勾配パラメータを含む速度分布式はかなり有力な式と考えてよい。ただ  $y^+$  の小さい領域、例えば粘性底層等における結果はかなりずれている。

3. 6 各剥離予測法の比較

剥離判定法としては、境界層の速度分布を特徴づける形状係数から定める方法と、主として主流の圧力分布から判定する方法に分けられる。ここでは在来の比較的簡易な方法として知られている数種の剥離点判定法を本実験の流れ場に適用し、その妥当性を検討する。

図18(a)は Buri の方法<sup>(9)</sup> より求めたものである。 $\Gamma = \theta/U_1 \cdot dU_1/dx \cdot (U_1\theta/\nu)^{1/4} \approx -0.06$  の時、剥離が生じることが Nikuradse の測定で求められている。

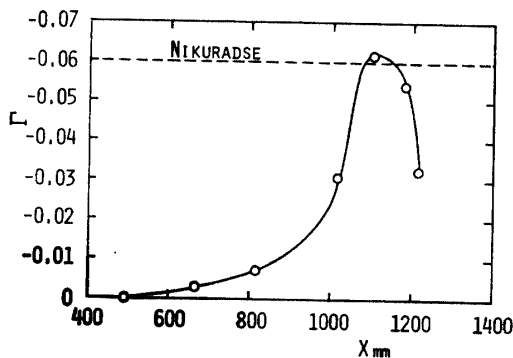


Fig. 18(a) Buri's Method

Fig. 18 Comparison among several estimations of separation point

これによると本実験の場合  $X = 1080\text{mm}$  付近が剥離点と判定される。図18(b) は Gruschwitz の方法<sup>(10)</sup> より求めたもので、 $\eta = 1 - [U(\theta)/U_1]^2 \approx 0.8$  の時、剥

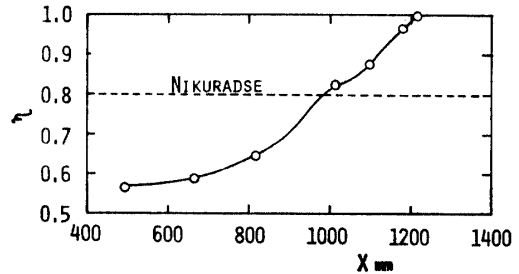


Fig. 18(b) Gruschwitz's Method

離が生じることが Nikuradse により報告されている。ここで  $U(\theta)$  は壁面から  $Y = \theta$  となる位置の平均速度である。本実験の場合に適用すると  $X = 990\text{mm}$  付近に相当する。図18(c) は Truckenbrodt の

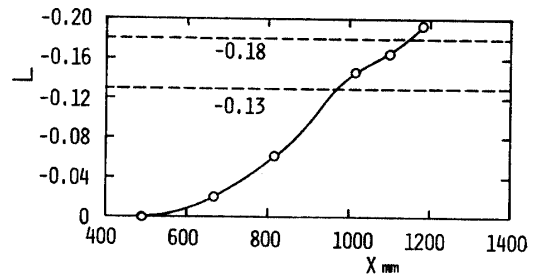


Fig. 18(c) Truckenbrodt's Method

方法<sup>(11)</sup> より求めたもので

$L = \int_{(H_{32})_0}^{H_{32}} dH_{32}/(H-1)_{H_{32}} \approx -0.18$  となる位置で剥離が生じると判定されている。ここで  $H_{32}$  は  $H_{32} = \theta^*/\theta$  ( $\theta^*$ : エネルギー厚さ) で、 $(H_{32})_0$  は基準断面  $X = 493\text{mm}$  での値である。本実験で  $L \approx -0.18$  の値をとると、剥離点は  $X = 1100\text{mm}$  付近と判定される。図18(d) は von Doenhoff-Tetervin の

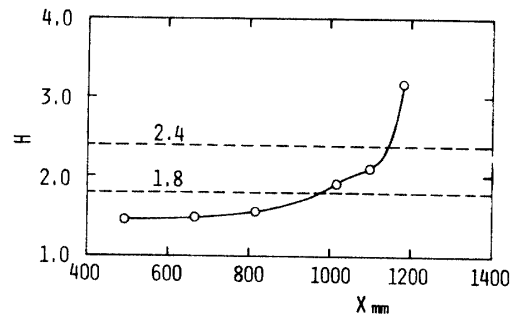


Fig. 18(d) von Doenhoff-Tetervin's Method

方法<sup>(12)</sup> より求めたもので、形状係数  $H = 1.8 \sim 2.4$  で剥離が生じると判定されている。したがって  $H = 2.4$  を剥離基準に選べば  $X = 1140\text{mm}$  付近が剥離点

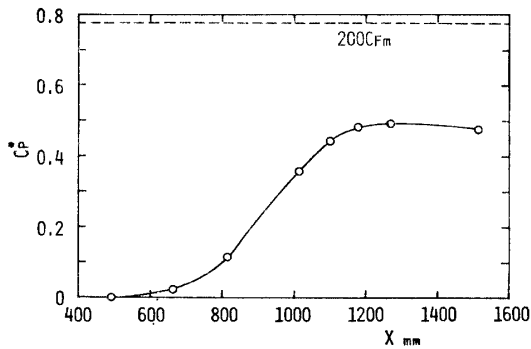


Fig. 18(e) Sandborn's Method

と判定される。図18(e)は Sandborn の方法<sup>(9)</sup>により求めたもので、間欠剥離および時間平均剥離の両者を予測できる方法である。測定された分布との比較から間欠剥離は  $X = 1100 \sim 1180 \text{ mm}$  で生じ、十分発達した乱流剥離は  $X = 1180 \sim 1217 \text{ mm}$  で起こると判定される。図18(f)は Goldschmied の方法<sup>(10)</sup>により求めた

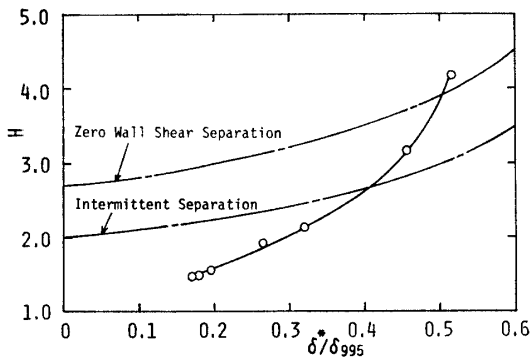


Fig. 18(f) Goldschmied's Method

もので、剥離基準は  $(C_p^*)_{\text{separation}} = 200C_{fm}$  である。 $C_{fm}$  とは基準断面での無次元圧力係数を表わす。この方法を用いると、本実験では全然予測できない。図18(g)は Stratford の方法<sup>(11)</sup>で求めたもので、

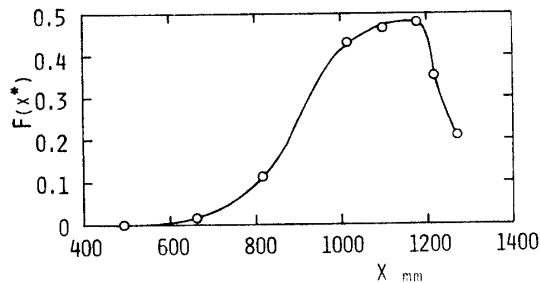


Fig. 18(g) Stratford's Method

$F(x^*) = C_p(x) \frac{dc_p/dx}{10^{-6} \text{Re}x}^{1/10}$  の値が  $0.3 \sim 0.5$  の間にある場合、 $F(x^*)$  の最大の位置で剥離することを Cebeci ら<sup>(12)</sup> は報告している。これに従うと本実験の場合  $X = 1180 \text{ mm}$  位置が相当する。

以上の結果をまとめると比較的良く時間平均剥離点を推測できる方法としては、Stratford の方法、Sandborn の方法、及び von Doenhoff-Tetervin の方法があげられる。

#### 4. 結 論

剥離を伴う強い逆圧力勾配下の乱流境界層の挙動を調べるために、剥離点の上流及び下流領域の境界層の平均流及び乱流特性を詳細に測定し、特にその横方向特性に注目し、逆圧力勾配の乱流境界層に及ぼす影響について検討した。その結果より次のことが明らかとなった。

- (1) 逆圧力勾配が増加するに従い、境界層の平均流及び乱流特性が横方向に変化し、かつその変動が増加する。剥離点近傍における境界層特性の横方向変動は、流線の曲がり起因するゲルトラータイプの縦渦による可能性があることが示唆された。
- (2) 本流れ場のように三次元性の強い流れ場への Bradshaw の二次元の計算法の適用は、平均速度分布、形状係数  $H$  に関してやや問題が残るが、剥離位置に関してはほぼうまく予測できる。したがって Bradshaw の計算法は、強い逆圧力勾配をもつ流れ場においても適用できるとみなしてもよい。
- (3) 逆圧力勾配の強い流れ場では、通常の壁法則の適用は難しい。しかし  $\tau = \tau_w + \alpha y$  (ここで  $\alpha = dp/dx$ ) とおいた剪断応力を用いて導出した壁法則(式(18))は実験値と比較的良く一致する。
- (4) 乱流境界層の剥離点の簡便な予測法としては、Sandborn の方法、Stratford の方法が妥当である。

終りに、本研究を行なうに際し、貴重な助言を賜った岐阜工高専古屋善正校長、並びに、名古屋大学工学部申村育雄教授に謹んで感謝の意を表わします。

#### 文 献

- 1) Stratford, B.S., J. of Fluid Mech., 5, 1 (1959a).
- 2) 西岡一飯田, 機論38-305 (昭47-1).
- 3) Spaugenberg, W. G., et al., Fluid Mechanics of Internal Flow, ed., by Gino Sovran, Elsevier Publishing Company, (1967) p.110-151
- 4) Simpson, R.L., : AGARD Conference Pre-Print, No. 168, (1975).

- 5) Bradshaw, P., J. of Fluid Mech., 36, 117-191 (1969).
- 5) Inger, G.R., ZAMP, 28, 1027-1035 (1977) .
- 7) Mellor, G.L., & Gibson, D.M., J. of Fluid Mech., 24, 2, 255-274 (1966) .
- 8) Townsend, A. A., J. of Fluid Mech., 11, 97-120 (1960)
- 9) Patel, V. C., & Head, M.R., J. of Fluid Mech., 34, 371-392 (1968) .
- 10) 大坂英雄, 他 3 名: 山口大学工学部研究報告, 27, 23-34(1976)
- 11) 大坂英雄, 他 2 名: 山口大学工学部研究報告, 28, 87-96 (1977) .
- 12) Kline, S. J., J. of Fluid Mech., 30, 741-773(1967).
- 13) Coles, D. & Hirst, E., AFOSR-IEF-Stanford Conf. 2, (1968) .
- 41) Bradshaw, P. & Unsworth, K., I.C., Aero. Rep. 7402 (1974) .
- 51) Klebanoff, P.S., NACA Rep. 1247 (1955) .
- 61) Simpson, R. L., & Collins, M.V., AIAA J., 16, 289 (1978) .
- 17) Simpson, R.L., et al., J. of Fluid Mech., 29, 553-564 (1977)
- 18) Schlichting, H., "Boundary Layer Theory" 6th ed., (1968).
- 19) Sandborn, V. A., & Liu, C. Y., J. of Fluid Mech., 32, 293-304 (1968)
- 20) Cebeck 他 2 名 J. Aircraft, 9, (1972)
- 12) Stratford, B. S., J. of Fluid Mech., 5, 1 (1959)
- 22) 1968 Conf. on Computation of Turbulent Boundary Layers, I, II, (注: データ集は II), Stanford University
- 23) Ghose, S., & Kline, S. J., Stanford Univ. Rep. MD-36, (1976)

(昭和55年10月15日受理)