

No.2

加速乱流境界層の構造

小橋安次郎（北海道工大） 一条真古人（北大工）

Structure of Turbulent Boundary Layer in Accelerated Flow

by

Y.Kobashi*, M.Ichijo**

* Hokkaido Institute of Technology

**Dept. of Mechanical Eng., Hokkaido University

Abstract

The vortex row model is applied for the outer layer of a turbulent boundary layer under favorable pressure gradient. The inner layer is assumed to obey the logarithmic law whose constants vary with the pressure gradient. The outer layer decays much faster than the inner layer suggesting that the relaminarization starts from the outer layer. The inner layer plays important role in the relaminarization process.

Key words: turbulent boundary layer in accelerated flow, vortex model, outer layer, inner layer

1 序論

加速流中に置かれた平板上の境界層（加速境界層）の特徴は層流化が起ること、 $K = \nu(\delta U_e / \delta X) / U_e^2$ で定義される圧力勾配係数の値が一定値を超えると再層流化するとされている^{1),2)}。ただこれに伴って境界層の構造がどのように変化するのかについては殆ど全く知られていない。

本研究では、一様流の乱流境界層に適用した渦列モデル³⁾ を使ってこの問題の解明を試みる。モデルの適用に当っては系統的かつ広範な実験データを必要とするが、適当な資料が見当たらないので筆者等が行った古い実験⁴⁾ に依ることとした。

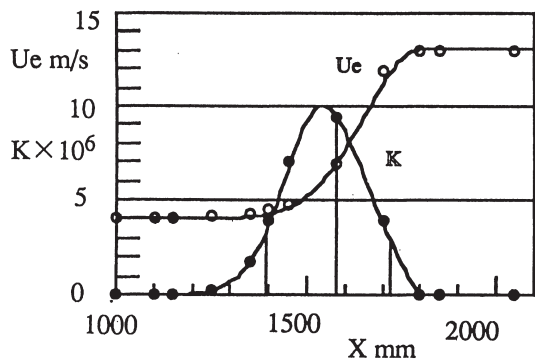


Fig.1 Distributions of Flow Velocity and Pressure Gradient

Reynolds 数や圧力勾配の範囲が限られている難はあるが、一応の成果は得られたと考える。

加速境界層の基礎的概念を得るため、図 1 に流れ方向の速度分布と圧力勾配係数の分布を、図 2 a, b に代表的な X 断面での境界層速度分布を、図 3 および 4 に乱れ分布と乱流構造に関係の深い間欠係数の変化を示す。

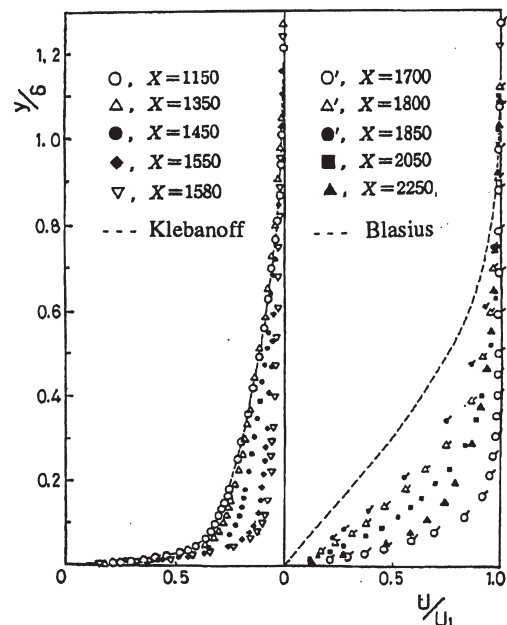


Fig.2a Mean Velocity Distribution

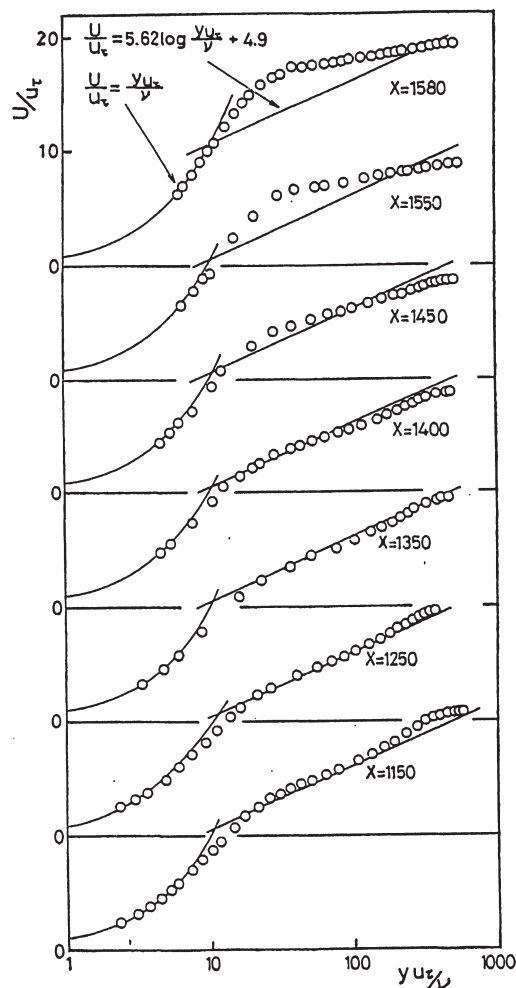


Fig. 2b Mean Velocity Distribution
in Logarithmic Scale

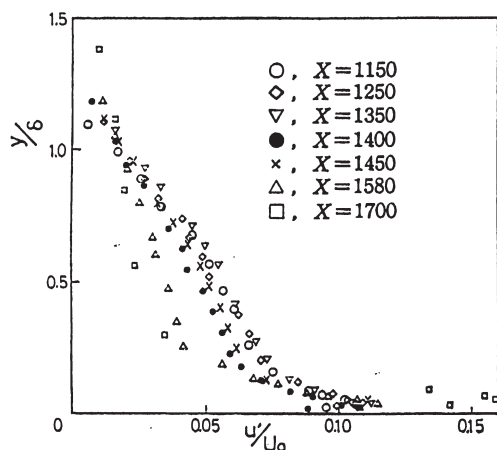


Fig. 3 Mean Turbulent Intensity
Distribution

加速境界層の層流化は K の値が 3×10^{-6} となる $X=1380$ より始まると言われているが、その定義は曖昧で、 $X=1380$ を超えても特別な流れの変化は見当らない。図2および4によれば $X=1580$ 迄は平行流のばあいの対数法則から外れるもの、乱流境

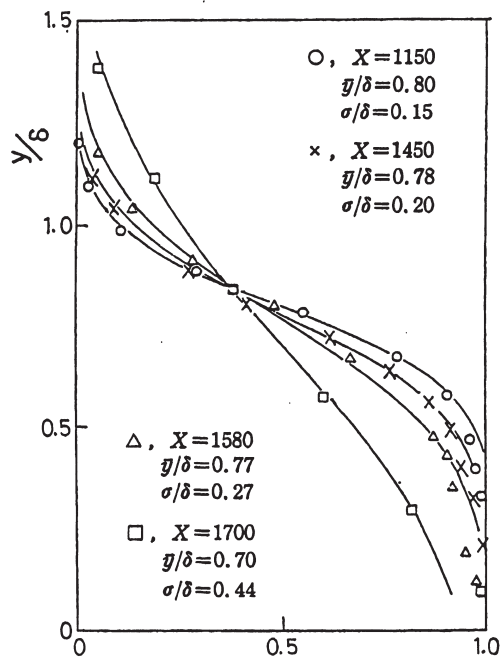


Fig. 4 Intermittency Distribution

界層の構造が保たれており（加速乱流境界層域Ⅰ）以後 $X=1850$ までの間に層流境界層の状態に近付いているように見える（層流化域Ⅱ）。これ以後、流れは平行流となり境界層は再び乱流に移移する（再遷移域Ⅲ）。層流化域では完全な層流境界層は実現されていないが、これは加速域が短いと考えられる。

2 速度場の記述

最初に圧力勾配と境界層の関係をみるため、速度分布の変化を求める。渦列モデルでは外層の速度場を渦列の誘起速度の和として求めたが、ここではこれと等価な伴流速度分布を用いて記述することにする。

内層を形成する壁乱流については一定剪断応力が保たれるとして対数法則を適用する。

1) 外層速度分布：渦列モデルでは渦の位置と大きさを与え、渦の強さを速度分布の実験値に適合するように決定したが、ここでは伴流の位置 (Y_i) と大きさ (R_i) および分布形状 (B_i) を渦列モデルに準じて設定し、強さ A_i が実験値を満足するように定める。なお、添え字 i ($i=1,2,3$) は渦列の番号に対応する。

$$U_i = (1 - A_i \times (\text{EXP}(-B_i \times ((Y - Y_i)/R_i)^2) + \text{EXP}(-B_i \times ((Y + Y_i)/R_i)^2))) \quad (1)$$

$$U = U_1 \times U_2 \times U_3 \quad (2)$$

ここで伴流の形状（渦殿分布）を規定するため

$$B_i = 1/(2 \cdot M_i^2), M_1 = 0.6, M_2 = 0.75, M_3 = 0.75 \quad (3)$$

とおく。(1) 式の第3項は壁面に対称に置かれた渦の誘導速度場に対応している。

各伴流の欠損速度の値 (A_1, A_2, A_3) が特性値となるが、 A_1 は渦モデルの1層渦列に対応し、従って外層乱れの基本的性質を表すと考えられる。これに対して壁面に最も近い A_3 に対応する渦列は本来整然とした層状構造の壁乱流が1層の渦列により攪拌されて生じたもので、これが Burst 発生の原因と成ることは平行流の場合と同じである。Burst によって乱れは巻上がって外層に運ばれるが、これに携わる2列目の渦に対応するのが A_2 である。なお、(3)の配列に対しては、 $A_2 = A_3$ が成り立つことが確認された。

ii) 内層速度分布：内層は粘性底層、緩和層および対数則の当てはまる対数速度層の3層が整然とならぶ層構造で、この中では剪断応力が一定に保たれており、したがってこれが最も重要な特性量となる。ただこれを理論的に求めることは今のところ不可能で、実験値に依らざるを得ない。実験値としては壁近傍の速度勾配を用いるのが一般であるが、加速が進むに連れて粘性底層の厚さが薄くなり、精度の良い測定値を得ることが困難となるため、内層の流れに対数則を適用する Clauser チャート⁵⁾の考えに基づいて壁から離れた位置での速度分布を使って求めることとした。ただ常数は平行流の場合と異なり加速度の関数として、外層速度に滑らかに接続するよう試行錯誤により決定し

た。即ち対数速度分布を

$$U/U_\tau = (1/K_v) \log(Y/Y_\tau) + C_v \quad (4)$$

とおき、 K_v 、 C_v が速度分布の実験値を満足するように決定する(図5)。

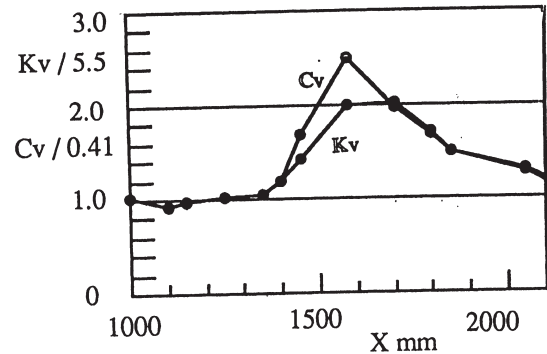


Fig. 5 Log Law Constants

緩和層速度分布については

$$U/U_\tau = (Y/Y_\tau) \{1 - A(Y/Y_\tau - Y_h/Y_\tau)^N\} \quad (5)$$

とおき、常数 A および指数 N が実験上の接続点

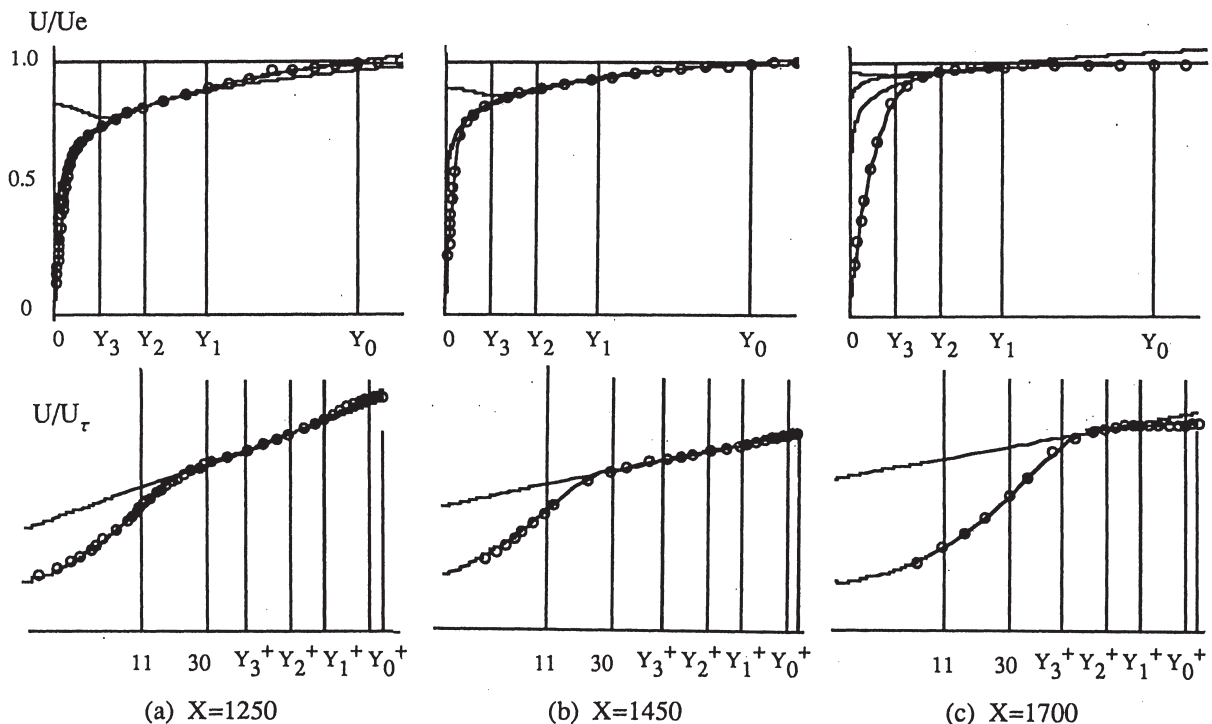


Fig.6 Velocity Profiles at Various Sections of an Accelerated Turbulent Boundary layer

Y_e と Y_h で粘性底層

$$U/U_\tau = Y/Y_\tau \quad (6)$$

および対数速度層に滑らかに接続するよう設定した。

図 6 a, b および c に領域 I, II, II の代表断面での速度の計算結果を示す。いづれについても、外層、内層の特徴を明かにするため、方眼および片対数目盛りによる 2 通りの表示を用いてある。また図には外層と内層の速度分布に一致するようにして求めた冪乗分布および対数分布も描かれている。

3 乱流境界層にける加速の影響

図 7 に特性量の流れ方向変化を示す。ここで、流れの代表値としては壁に沿っての距離 X を用いるが、これは加速境界層のばあいには境界層厚さが流れ方向に減少するため、これを使って定義されるレイノルズ数 Rd を特定位置の代表量とするには不適当なためである。

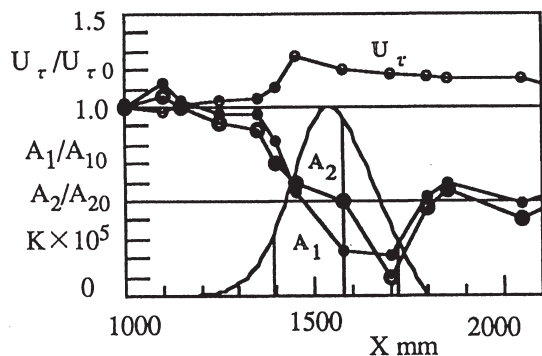


Fig 7 Boundary Layer Parameters

i) 外層特性量：加速域では $X=1300$ 近傍から A_1 , A_2 , A_3 の減少が始まり、 $X=1770$ 迄続いた後再び上昇に転じている。これは平行流になって乱流境界層が再び勢力を盛り返したことを示している。

この事から、再層流化が外層の特性量の低下と連動している事は確かなようである。完全な再層流化が実現していれば A_1 , A_2 , A_3 は消滅する筈であるが、資料では実現されていない。恐らく加速域が短いためであろう。なお、外層速度分布が冪乗分布と良く一致することは余り知られていないが、平板境界層についても同じ結果が得られており、その物理的意味を調べることも意義があると思われる。

ii) 内層特性量：対数分布則の常数は勾配係数 K と共に増大する（図 5 参照）が、これを使って得られる U_τ の変化は比較的小さく、層流化域に入っても外層の特性量のような急激な低下はみられない。この事実は、内層での層流化が外層のそれ

に較べて遅れることを示しており、間欠係数の変化と符合する。 U_τ の値がほぼ一定で殆ど減少していない理由は外層の乱れは消滅しても壁面での乱れの生成がなお継続している為と考えられる。

以上の結果から、加速の進んだ段階では境界層は壁乱流に変貌し、更に加速が進行した段階で層流境界層が実現されるものと推測される。

iii) 乱流特性：外層では間欠係数の値が 1 となる位置が壁側に移っており、乱れの度合いが低下していることが判るが、これに対して内層では壁面での乱れの生成が続いているため、壁乱流型の速度分布が保たれていると思われる。また、加速が更に進めば内層乱流も次第に減衰するものと思われる。この傾向は最近入手した資料⁶⁾によっても明かである。

4 結語

加速乱流境界層の構造を速度分布の変化過程から追跡し次のような結論を得た。

- 1) 外層の速度欠損、従って乱れは急速に減衰する。これに対して、内層では外層乱れが消滅した後も乱流状態が続いている。この事実は再層流化の過程を考える場合に重要である。即ち再層流化は外層の速度欠損によって始まり、内層の乱れの消滅によって完結する。
- 2) 外層の消滅に伴って内層構造が境界層の大部分を占めることになり、壁乱流が実現するが、対数速度分布がそのまま適用できる範囲はごく僅かで大半は緩和層で覆われると言う結果が得られた。
- 3) 加速流の窓を通して境界層の構造を見ると、外層と内層とは元来は一体でなく、それぞれが異なった誕生と発達の歴史を持つと推測される。勿論共存する構造であるから、相互に関連しあうことは当然で、適当な Reynolds 数や圧力勾配の範囲では、壁面で作られる乱れのエネルギーの補給を受けて外層の乱流構造が保持されると考えられる。加速流で外層部分の再層流化が先行するのは壁面でのエネルギー生成が抑制された結果、エネルギーの輪廻が断たれた外層の渦度が散逸によって失われ、緩やかな層流の速度分布に変わるためであろう。

参考文献

- [1] 一条真古人、小橋安次郎：「ながれ」1 (1982)
- [2] Sternberg J. : U.S.Army Bal. Res. Lab. Rep.no.906 (1954)Rep.no.906 (1954)
- [3] Kobashi.Y., Hayakawa,M. : 13th Australasian FMC (1998)
- [4] Kline S.J., Reynolds F.M.,Schraub F.A.& Rundstadler P.W. : J.Fluid Mech 30 (1967)
- [5] Clauser F.H. : Adv. Appl. Mech. 4 (1956)
- [6] Escudie M.P.,Abdel-Hameed A., Johnson M.W. & Sutcliffe C.J. : Experiments in Fluids 25 (1998)7