

Sink flow 型順圧力勾配による加速乱流境界層の再層流化に関する研究
(コヒーレント構造と空間 2 点統計量の変化)一宮 昌司^{*1}, 中村 育雄^{*2}, 中田 昌樹^{*3}Relaminarization of accelerated turbulent boundary layer under favorable pressure gradient
with sink flow type
(Coherent structure and two-point statistics)Masashi ICHIMIYA^{*1}, Ikuo NAKAMURA^{*2} and Masaki NAKATA^{*3}^{*1,*3}Department of Mechanical Science, Tokushima University

2-1 Minami-Josanjima-cho, Tokushima-shi, Tokushima 770-8506, Japan

^{*2}Emeritus Professor, Nagoya University

Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi 464-8601, Japan

Received: 7 January 2022; Revised: 9 March 2022; Accepted: 31 March 2022

Abstract

The relaminarization process of a turbulent boundary layer under a sink flow was investigated experimentally. The boundary layer was accelerated because of the contraction of the flow area. The mean and fluctuating velocity components were measured using a hot-wire anemometer. With relaminarization, the fluctuating velocity, which was normalized by the free-stream velocity, decreased. The degree of decrease differed between the streamwise and wall-normal components, depending on the distance from the wall. The conditional probabilities that two hot-wire probes separated in the spanwise direction simultaneously observed turbulent and nonturbulent flows were obtained. A spanwise-wide turbulent region was spread near the wall, but its width decreased as the distance from the wall increased. When the layer was relaminarized, this decrease in the spanwise width started near the wall. The low-speed streak spacing of the coherent structure was obtained from the lateral correlation coefficient of the streamwise fluctuating velocity and average spanwise spectra, and both parameters were somewhat consistent. Both the spanwise spacing of the streaks and the vertical scale of the coherent structure increased because of relaminarization. The conditional lateral correlation coefficient of the streamwise fluctuating velocity based on turbulence or nonturbulence was calculated. The streak spacing was slightly wider under nonturbulent conditions. This trend is consistent with the spreading behavior of the streak spacing, owing to relaminarization. With relaminarization, coherent structures became less frequent.

Keywords : Relaminarization, Reverse transition, Boundary layer, Turbulence, Sink flow, Coherent structure, Space correlation

1. 序 論

本研究の扱う流れ場は、ランダムな速度を持つ平板乱流境界層が強い順圧力勾配による加速の結果、秩序を回復して層流状態へ移行する様子を示すものである。このような流れ場は熱交換器(Lienhard, 2020)やガスタービンブレード面上の境界層(Mayle, 1991)などに発生し、その状態を明らかにすることは境界層の剥離や熱伝達に関連し工学上重要である。また物理学的にも、層流から乱流への遷移過程がランダム性の発展であるのに対し、その逆過程の再層流化は、どのようにランダム性を消失させるかが興味ある点である。このような状況が生ずる一つの流れ場は Jeffery-Hamel 型流れと言われるくさび状無限領域の吸い込み流れである。そこで、本研究では 2 枚の平板により構成されたくさび状領域の測定部を持つ風洞により、この乱流から層流への再層流化、あるいは逆遷移と呼ばれる現象を実験的に調べた。

No.22-00010 [DOI:10.1299/transjsme.22-00010], J-STAGE Advance Publication date : 8 April, 2022

^{*1} 正員, 徳島大学大学院 社会産業理工学研究部 (〒770-8506 徳島県徳島市南常三島町 2-1)^{*2} 正員, 名誉員, 名古屋大学名誉教授 (〒464-8601 愛知県名古屋市中種区不老町)^{*3} 徳島大学大学院 工学研究科 (現 川崎重工業 (株))

E-mail of corresponding author: ichimiya@tokushima-u.ac.jp

なお、くさび状領域の流れの場合では、層流の定常 Navier-Stokes 方程式は相似変換により非線型常微分方程式となり、そしてこの非線型常微分方程式の解が楕円関数で表わせることが Jeffery(1915)と Hamel(1917)により独立に発見されてから、Jeffery-Hamel 型流れと呼ばれ、多くの研究がなされてきた (Batchelor(1967), Gersten and Rocklage(1994), 岡本(2009), Kobayashi(2014)など)。この流れにはくさび頂点から流れが発生する場合と、頂点に吸い込まれる場合があるが、頂点から流れが出る場合はディフューザ流に対応し、くさびの開き角とレイノルズ数の変化により多様な流れ場が形成されることが知られ非常に複雑である。一方、頂点に吸い込まれる場合はノズル流れに対応し、流れが拡大するものよりも単純となる。

層流での相似流れに対応する乱流境界層は、一般に平衡乱流境界層と呼ばれ、Townsend(1956, 1976), Clauser(1956), Rotta(1962)により、それぞれ独立に発見され研究され始めた。このことは彼らの論文が同時期で、かつ、他の論文を全く引用していないことから判断される。なかでも Rotta(1962, 1975)は 6 種類の平衡乱流境界層の存在を示したが、頂点に吸い込まれる場合 — 以下 sink flow (吸込み流) と呼ぶ — は滑面上で厳密に実現される唯一の平衡乱流境界層であり、加速度が一定になるという単純な加速乱流境界層である。

このため、sink flow の平衡に関し幾つかの実験や計算が行われてきた。比較的加速が弱い sink flow は Herring and Nobury(1967), Launder and Jones(1969), Jones et al.(2001), Perry et al.(2002), McEligot and Eckelmann(2006), Dixit and Ramesh(2008, 2013), Yuan and Piomelli(2014), 引田ら(2021), Patwardhan and Ramesh(2021)が調べている。

加速の強弱は後に述べる加速パラメータ K で論じられるが、加速が強い場合は乱流境界層が再層流化する。sink flow の再層流化については、Spalart(1986)が強い加速において再層流化条件の計算を行った。Badri Narayanan and Ramjee(1969), Jones and Launder(1972), Bourassa et al.(2000), Talamelli et al.(2002), Bourassa and Thomas(2009), Dixit and Ramesh(2010)は強い加速に於いて再層流化を研究し、特に Talamelli et al.(2002)はコヒーレント構造 (最近, coherent structure を CS と表記するが、ここでは一貫してコヒーレント構造と呼ぶ) のストリークの変化を調べた。強い再層流化では、縮小形状は sink flow 以外でも研究が行われてきた。これに関する代表的な文献には、Blackwelder and Kovaszny(1972), Escudier et al.(1998), Warnack and Fernholz(1998), Piomelli et al.(2000), Stefes and Fernholz(2005), Mukund et al.(2006), Shah and Tachie(2008), Cal and Castillo(2008)などがあり、特に最近では Piomelli and Yuan(2013)が滑面と粗面境界層について DNS や LES 計算を行い、変動速度の差異やレイノルズ応力の非等方性、レイノルズ垂直応力収支を調べ、更にコヒーレント渦を求め、そのストリーク構造、出現周波数を求めている。Araya et al.(2015)は DNS でレイノルズせん断応力の垂直方向分布が対数関数で表わされることを示した。Ranjan and Narasimha(2017)は、二層モデルに基づく準層流理論を、最近の高レイノルズ数実験と比較することにより、高レイノルズ数でも再層流化の後段までこの理論が有効であることを示した。Bader et al.(2018)は、平均速度や変動速度分布を測定して、境界層の内層から外層への運動量輸送が再層流化に大きな役割を果たすことを示した。Saltar and Araya(2020)は、強い sink flow の計算を行い、乱流モデルの検証を行った。

本論文の著者らは、これまでに流路が曲線状に縮小する形状の場合の乱流境界層を調べた(一宮他, 1995),(一宮他, 1996),(Ichimiya et al., 1998)。そこでは、平均・変動速度分布、境界層の各種パラメータ、変動速度スペクトル、速度相関、コヒーレント構造の変化などを解明した。

以上述べたように、加速、再層流化過程の乱流境界層の特性の研究が多数あるが、未解明な点としては変動速度の減少様式が流れ方向成分と壁垂直方向成分の間で異なる点、低速ストリークの横間隔の評価法が各論文でそれぞれ独自の一つだけ採用されており、複数の方法間の対応が検証されていない点、再層流化過程での乱れの空間構造の変化、など各種の問題点が残っている。

そこで本研究は、平板上の乱流境界層が強い加速の sink flow の場に進み、これが再層流化する過程に於ける流れ場の変化を定量的に調べた。その為に 2 本の熱線プローブを移動させ乱れの空間相関を測定した。また、変動速度の成分間の減少の差異を、Tennekes and Lumley(1972)の流路縮小による渦の伸長の観点から説明を試みた。更にコヒーレント構造に見られる縞 (ストリーク) の間隔として、流れ方向変動速度の横相関係数を求める方法と、流れ方向変動速度の横スペクトルを求める方法の対応を検証した後、ストリーク間隔の再層流化による変化を調べた。

2. 実験装置及び実験方法

本実験装置は軸流送風機によって空気を吹き出す開放型風洞であり，縮小ノズルを経て，図 1 に示す測定区間内に流れ方向速度 U_m で空気が流入する．測定区間は全長 4 m であり，測定用平板上に形成される境界層が測定対象である．

流路入口断面は高さ 570 mm，横幅（図 1 奥行方向）620 mm であり，まずこの長方形断面形状が流れ方向に 2500 mm 保たれる．平板前縁直後にはトリッピングワイヤが設置され，平板上に乱流境界層が発達する．その後の 500 mm では，平板に正対する壁面が傾斜角 43° で直線的に平板に 100 mm まで近づき，これによって流線が一点に収束する sink flow が実現される．この流路縮小による流れの加速によって乱流境界層が再層流化する．その後の 1000 mm は，平板との間隔 100 mm を保って再び平行流路になる．なお図 1 には載せていないが，下流で平板との間隔を緩やかに増してから，出口において気流は実験室内に開放される．

測定区間入口から下流方向への座標を X とし， $X = 2500$ mm における測定流路縮小開始点（そこでの境界層厚さ $\delta_0 = 33$ mm）から下流方向へ向かう座標を x とする．また平板から垂直に上方へ向かう座標を y ，横方向座標を z とする．

実験は単位レイノルズ数， $U_m/\nu = 2.557 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ ($U_m \cong 3.8$ m/s, ν は動粘度) と一定に保って行われた．このとき流路縮小開始点 $x=0$ における境界層外端での速度と運動量厚さに基づくレイノルズ数 Re_θ は 911 である．主流の乱れ度は $X = 1600$ mm において 0.6% であった．後述のようにこの位置ではまだ再層流化は始まっていない．

測定は直径 $5 \mu\text{m}$ ，長さ $l = 1$ mm のタングステン線 2 本を， z 方向に隔てて配置した z 方向相関 I 型熱線プローブ，同様に y 方向に 2 本隔てた y 方向相関 I 型熱線プローブ，及び x - y 平面内に約 90° で交差するように 2 本張った X 型熱線プローブを用いた． z, y 方向相関 I 型プローブの柄はノギスに取り付け，熱線間距離を z 方向， y 方向に変化させ空間相関を測定した．熱線プローブ受感部長さに基づくレイノルズ数 lu_τ/ν (u_τ は摩擦速度) は再層流化前の乱流断面 $X = 1600$ mm では 12 であるが，流れが加速すると増加して $X = 2800$ mm では 26 であった．熱線プローブの出力は A/D 変換された． z, y 方向相関 I 型熱線ではサンプリング周波数 10 kHz，サンプリング個数 262144 個の約 26 秒間，X 型熱線ではサンプリング周波数 20 kHz，サンプリング個数 524288 個の約 26 秒間でサンプリングされた．乱流と非乱流を識別するために，局所，瞬時の流れが乱流であるか非乱流であるかを判定する識別関数が必要であるが，この識別関数には X 型プローブ受感部が張られた面 (x - y 面) 内の x 方向及び y 方向の瞬時速度の合成成分の 1 次の時間微分係数 $\partial q/\partial t$ を用いた．速度の時間微分は，テイラーの凍結乱流の仮説を用いると，速度の x による微分 $\partial q/\partial x$ に変換できる．また変動速度については， x による微分と y による微分は同オーダーとみなせる (Rotta, 1962)．すなわち $\partial q/\partial t$ は変動渦度を反映することになり，変動渦度の大きさに乱流/非乱流を判定していると考えられる．時間微分は隣り合う 5 時刻の変動速度 q を最小 2 乗法で 2 次式近似して求めた．識別関数と比較するしきい値は，乱流が十分に発達した位置 $X = 1600$ mm における間欠係数の y 方向分布が，良く知られている代表的な分布 (Kovaszny et al., 1970) に一致するように，局所の y での乱れ強さ u'/U_e に応じて変化させた．こうして得られたしきい値は乱れ強さの増加に対して減少する関数形となった．この関数

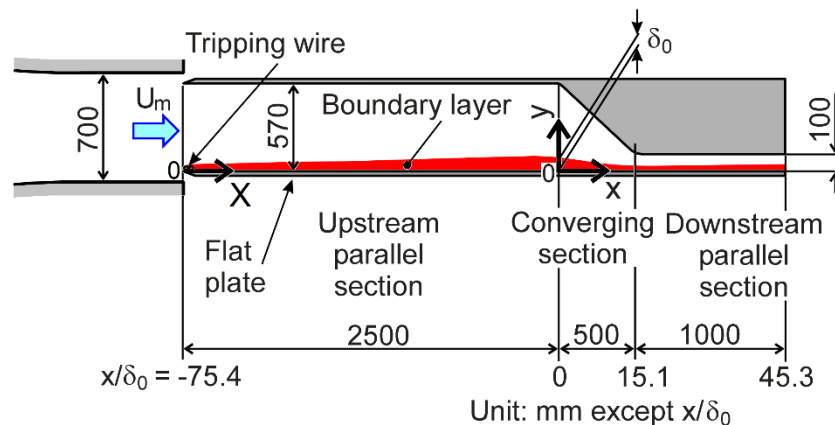


Fig. 1 Schematic of flow field and coordinate system. The turbulent boundary layer is accelerated by the linear converge of the opposite wall and relaminarized.

を他の位置(x,y)でも用いて、その位置のしきい値を得た。このようにしきい値の関数形は乱流位置において得られたが、再層流化過程でもそれは妥当であることを、速度波形と乱流/非乱流の判定結果を比較対照して確認した。

3. 実験結果及び考察

3・1 境界層の自己相似の検証

第1章で述べた通り、本実験は強い加速の下で再層流化する sink flow 境界層に関するものである。3・2節で後述するように、平均速度分布は再層流化のために自己相似性は成立しない。まず本節では、sink flow において完全自己相似な平衡乱流境界層が生成された際に成り立つ流れ場の特徴が、自己相似性が崩れている本流れ場に対して、どの程度成立しているかを検証する。Sink flow では、流路が直線的に縮小する幾何学的条件より、局所の流れ方向速度 U_1 、加速パラメータ K 、また局所の静圧 p_1 はそれぞれ以下の単純な式で表示される(Jones et al., 2001)(Dixit and Ramesh, 2008)。

$$\frac{U_1}{U_0} = \frac{1}{1-x'/L} \tag{1}$$

$$K \equiv \frac{v}{U_1^2} \frac{dU_1}{dx'} = \frac{v}{LU_0} \tag{2}$$

$$C_p \equiv \frac{p_1-p_0}{p_{d0}} = \frac{(p_{t0}-p_0)-(p_{t1}-p_1)}{p_{d0}} = \frac{\frac{1}{2}\rho U_0^2 - \frac{1}{2}\rho U_1^2}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} = 1 - \left(\frac{U_1}{U_0}\right)^2 = 1 - \frac{1}{(1-x'/L)^2} \tag{3}$$

ここで下付添字 0 は sink flow 区間内の基準位置 (sink flow 開始位置)、下付添字 1 は局所位置、 x' は基準位置から仮想吸込点 (流線収束点) 方向への距離、 L は基準位置と仮想吸込点間の距離、 p_t , p_d , p はそれぞれ全圧、動圧、静圧である。また式(3)においては基準位置と局所位置間で全圧が保存される ($p_0=p_1$) と仮定されている。本実験でのこれら 3 式の成立状況を検証する。

sink flow 区間の基準位置 ($x'=0$) には、後の図 3 に示す加速パラメータの測定値が一定値 5.6×10^{-6} となる区間 ($1.5 \leq x/\delta_0 \leq 9.1$) の開始位置 $x/\delta_0=1.5$ ($X=2550$ mm) をとり、終点には流路直線縮小区間の仮想吸込点 (両側面の仮想交点) Q ($X=3106$ mm) までの平板長さ、 $L=556$ mm とした。

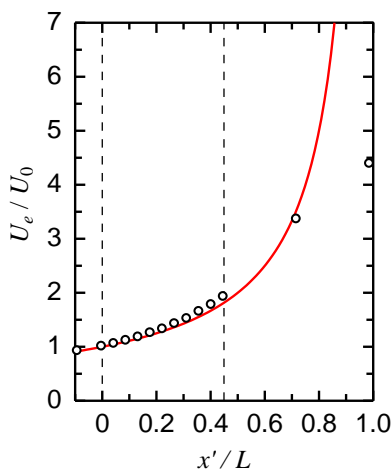


Fig. 2 Downstream variation in free stream velocity. The free stream velocity almost satisfies the sink flow condition, red line, Eq. (1).

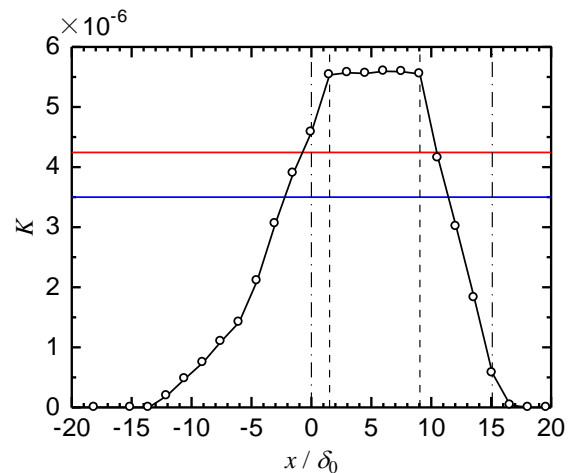


Fig. 3 Downstream variation in acceleration parameter. The acceleration parameter remains constant from 1.5 to 9.1 of x/δ_0 and exceeds the relaminarization criteria, 3.5×10^{-6} .

ここから測定結果を示す。境界層外端での流れ方向速度 U_e の下流方向変化を図 2 に示す。流路縮小区間 ($2500 \text{ mm} \leq X \leq 3000 \text{ mm}$) においては、境界層内流れ方向時間平均速度 U は壁面から遠ざかると増加し、極大値 U_e をとる。これを境界層外端速度と名付けている。なお U が U_e に達する前に $0.995U_e$ となる高さ y を境界層厚さ δ と定義する。さらに壁面から遠ざかって主流に入ると U は U_e の約 99~101% の範囲で y 方向に変化する。これは本風洞内の気流の一様性の範囲である。このため明らかに境界層外端と判断される高さ付近でも U が明確な極大値を持たないときも一部あるが、その場合は U の y 方向変化図から、 U がほぼ一定に達したと判断される値を U_e とした。図 2 における $x^*=0$ は前述のように $X=2550 \text{ mm}$ であり、縦軸の分母 U_0 にはそこでの U_e を用いている。図 2 中の 2 本の破線は前述の加速パラメータ一定区間の始点 $x/\delta_0 = 1.5$ と終点 $x/\delta_0 = 9.1$ を表す。その範囲内で測定値は式(1) (赤実線) にほぼ一致する。後の 3・2 節で示されるように、乱流量が層流での値に向かう再層流化が発生しているが、sink flow 条件はかなり良く成立する。

なお sink flow 区間長さ L には、この他にも流路直線縮小区間の幾何学的始点 ($X=2500 \text{ mm}$) と Q 間の平板長さ 606 mm や、流路直線縮小区間の仮想吸込点 Q までの傾斜板長さ $570/\sin 43.2^\circ = 832 \text{ mm}$ 、また ψ/ν の 1000~11000 の 11 本の流線が壁と交わる 11 位置の平均値 (別の仮想吸込点 Q') $X=3040 \text{ mm}$ と流路縮小開始位置 $X=2500 \text{ mm}$ の平板に沿う距離 540 mm などを用いることもできようが、本図 2 の L が、最も式(1)を満足した。

次に加速の度合いを表す加速パラメータ $K = (\nu/U_\infty^2)(dU_\infty/dx)$ を示す。 U_∞ は流路の中心高さにおいてピトー管で測定された。なお再層流化の基準として 3.5×10^6 がよく示されている (Badri Narayanan and Ramjee(1969)など)。sink flow では式(2)が示すように、加速パラメータは一定値 ν/LU_0 になる。この ν/LU_0 の実験値を描き、 $(\nu/U_\infty^2) \cdot (dU_\infty/dx)$ の測定結果と一致するか確かめた (図 3)。図 3 中の 2 本の一点鎖線は流路縮小開始点 $x/\delta_0 = 0$ と終了点 $x/\delta_0 = 15.1$ である。 K を直接測定した○印は、流路縮小以前から正の値をとり、加速の影響は上流にさかのぼる。また基準値 3.5×10^6 (図 3 青実線) を十分越える。一定値 5.6×10^6 となる区間 ($1.5 \leq x/\delta_0 \leq 9.1$) ($50 \text{ mm} \leq x \leq 300 \text{ mm}$) が実寸で 250 mm 存在 (図 3 中の 2 本の破線) し、sink flow となっている。図中の赤実線は、 $L=556 \text{ mm}$ と L 開始位置 ($X=2550 \text{ mm}$) における U_e に基づく $\nu/LU_e = 4.245 \times 10^6$ である。 K 一定区間内の直接測定結果 (○印) は式(2) (赤実線) よりも大きく、このようになかなか強い加速であるにもかかわらず、 K 一定という sink flow 条件はかなり良く成立する。加速パラメータは流路縮小終了よりも前から減少し、終了とほぼ同時に 0 となる。

K 一定区間 (sink flow 区間) の長さ 250 mm を、コヒーレント構造のスケールと比べてその長さの妥当性を判断する。Robinson et al.(1990)によれば、低速ストリーク長さは粘性長さの 1500 倍程度である。 K 一定区間の始点と終点 $x/\delta_0 = 1.5, 9.1$ における粘性長さ $0.053, 0.029 \text{ mm}$ に基づくと、 250 mm は低速ストリーク長さの約 3~6 倍である。次に、 $y^+ = 100$ での流れ方向速度に乗って流体粒子が、 K 一定区間を通過する時間をコヒーレント構造の継続時間と比較する。 K 一定区間の始点と終点での境界層外端速度に基づいて 250 mm を通過する時間はそれぞれ約 42, 22 ms であり、これは u レベル法に基づく本実験のコヒーレント構造の継続時間 (図は示していないが、それぞれ約 6, 約 3 ms) の約 7 倍となるので、本区間内で縦渦が変化することは十分可能である。以上より、本実験の sink flow 区間長さは十分と判断される。

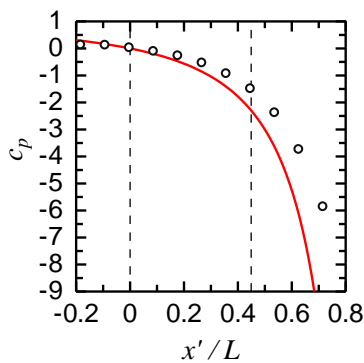


Fig. 4 Downstream variation in static pressure coefficient. The pressure coefficient almost satisfies the sink-flow condition, red line, Eq. (3).

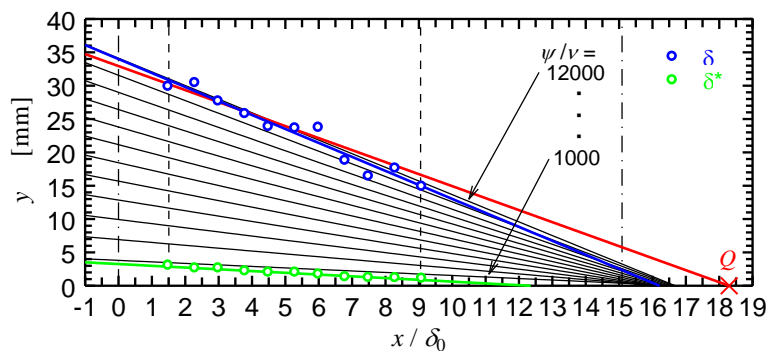


Fig. 5 Streamlines (black), boundary layer thickness (blue), and displacement thickness (green). The blue and green lines are linearly approximated lines of each thickness. The red line is $y = 1.8(18.3 - x/\delta_0)$. The two layers decrease almost linearly.

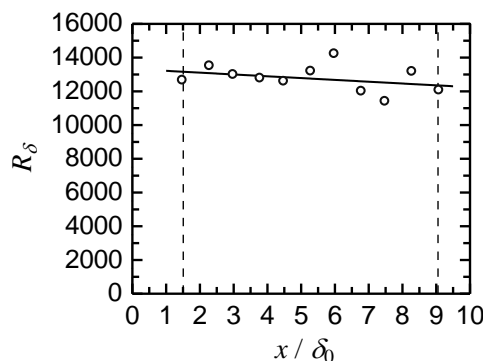


Fig. 6 Reynolds number based on boundary-layer thickness. It almost remains constant. Solid line; least-square linear approximation.

次に静圧の下流変化を調べる．平板壁面静圧孔で測定した静圧係数（局所静圧と基準位置 ($x'=0$) の静圧の差を基準位置の動圧で除したものの）の変化を図 4 に示す．図 4 の $x'=0$ は縮小開始位置 $X=2550$ mm である．縦軸の無次元化には図 2 や図 3 の一部と同じく L 開始位置 ($X=2550$ mm) における U_e を用いている．測定値は式(3)には完全には一致しないものの、再層流化するような強い加速を受けているにもかかわらず sink flow 条件に近い状況である．

最後に、sink flow 区間内での境界層内の流線の直線性を検証する．sink flow では主流からのエントレインがなく、境界層厚さや排除厚さが $L-x'$ に従って変化する (Rotta, 1962)．Blackwelder and Kovaszny (1972) と同じく、流れ方向平均速度 U を y 方向に積分して流れの関数 ψ を求め、 $\psi/\nu=1000$ から 12000 まで 1000 おきに 12 本の流線を図 5 に示した．流線はすべて直線になっており、sink flow が確立されていることが分かる．本実験の境界層厚さは $\psi/\nu=12000$ の流線にほぼ一致する．この境界層厚さはほぼ直線的に減少するが（青実線は境界層厚さ 11 個を直線近似した）、下流に行くと流線 $\psi/\nu=12000$ よりも下方に移動する．また赤線で示した $y=k(L-x')$ (k は定数) よりも次第に薄くなる．境界層内の流線として、 $\psi/\nu=1000\sim 11000$ の 11 本の流線が壁と交わる位置の平均は前述のように $X=3040$ mm ($x=540$ mm) すなわち $x/\delta_0=16.3$ となり、これは Q 位置 ($X=3106$ mm, $x/\delta_0=18.3$) よりも 66 mm (δ_0 の 2.0 倍) 上流に位置する．なお、再層流化前の乱流境界層として、加速がまだ始まっていない $x/\delta_0=-27.2$ ($X=1600$ mm) を $3\cdot 2$ 節以後では用いるが、この断面の境界層厚さの ψ/ν は約 7800 であり、さらに下流の $x/\delta_0=0$ で流路縮小するまでに、乱流境界層は壁から遠くの流線 ($\psi/\nu=12000$) まで広がることになる．

図 6 には境界層厚さに基づくレイノルズ数 $R_\delta=U_\infty\delta/\nu$ を示す．これは一定になるべきだが、下流に向かってやや減少している．これは図 2 に示したように U_∞ は $1/(L-x')$ にほぼ従うものの、図 5 に示したように境界層厚さが $L-x'$ に沿わないためである．

以上、本流れ場は再層流化するような強い加速のために乱流境界層としての自己相似性が崩れているにも関わらず、式(1)～(3)が良く成立したり、境界層厚さがほぼ直線的に減少するような、平衡乱流境界層である sink flow の特徴を残していることが興味深い．

3・2 再層流化による諸量の変化

本 sink flow は、流路縮小によって流線が吸込点に収束するので、その過程では、Blackwelder and Kovaszny (1972) や Escudier et al. (1998) のように、諸量の変化を流線に沿って、すなわち ψ/ν に対して考察するのが適切であろうが、図 5 に示したように境界層厚さは同じ流線上にほぼ乗るので、 ψ/ν の代わりに y/δ に対して描いても、分布形状はほとんど変わらなかった．また、再層流化が始まる前の乱流境界層の代表として $x/\delta_0=-27.2$ も示すが、この境界層厚さ δ の ψ/ν は前述のように約 7800 であり、sink flow 区間中の δ の対応する値 (約 12000) とは大きく異なるので、本節では諸量の変化を y/δ に対して示すことにする．

以下に、X 型熱線プローブで測定した流れ方向平均速度 U (図 7)、形状係数 H (= 排除厚さ / 運動量厚さ) (図 8)、流れ方向変動速度の rms 値 u' (図 9)、壁垂直方向変動速度の rms 値 v' (図 10)、変動速度比 u'/v' (図 11)、レイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ (図 12)、間欠係数 γ (図 13)、乱流塊通過周波数 f_f (図 14) を示す．なお、図 9～14

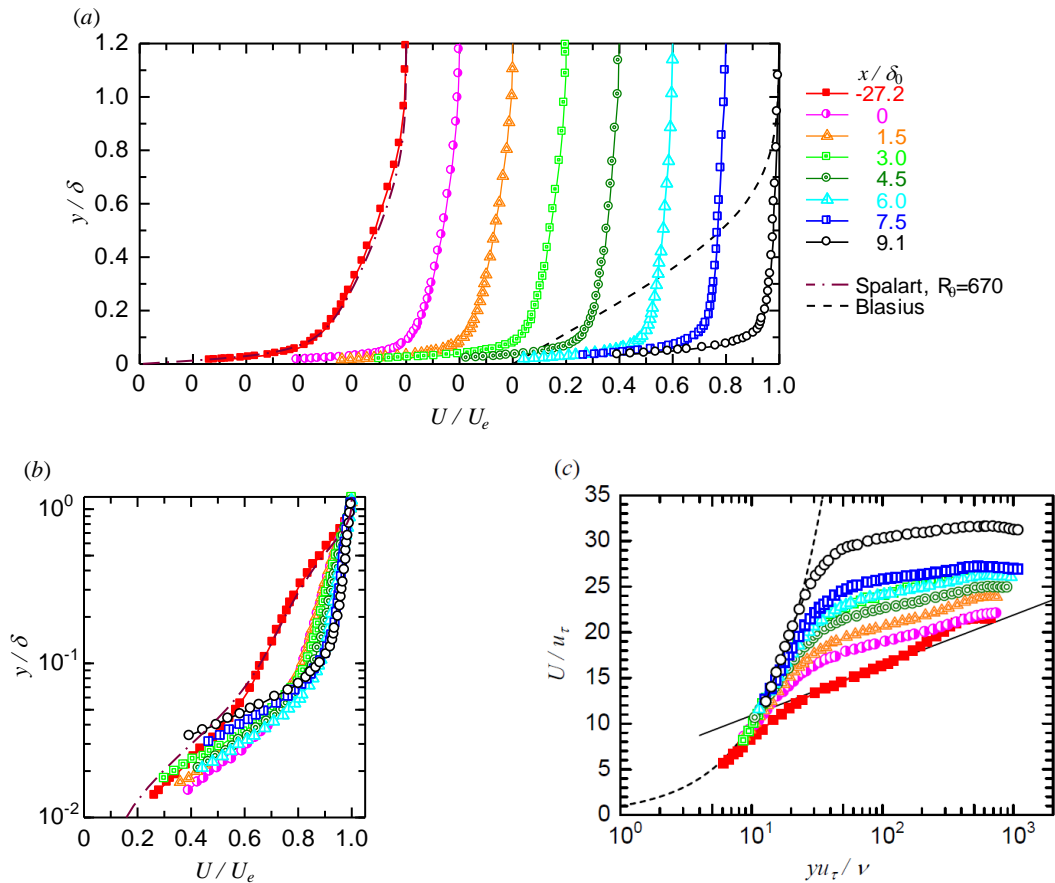


Fig. 7 Mean velocity profiles: (a) linear and (b), (c) logarithmic scales. The chain and broken lines in (a) are Spalart ($R_{\theta}=670$) and Blasius profiles, respectively. The broken line in (c) is $U/u_{\tau}=y u_{\tau}/\nu$. The solid line in (c) is $U/u_{\tau}=5.5\log_{10}(y u_{\tau}/\nu)+5.4$. The velocity initially increases because of flow acceleration and then decreases because of relaminarization downstream.

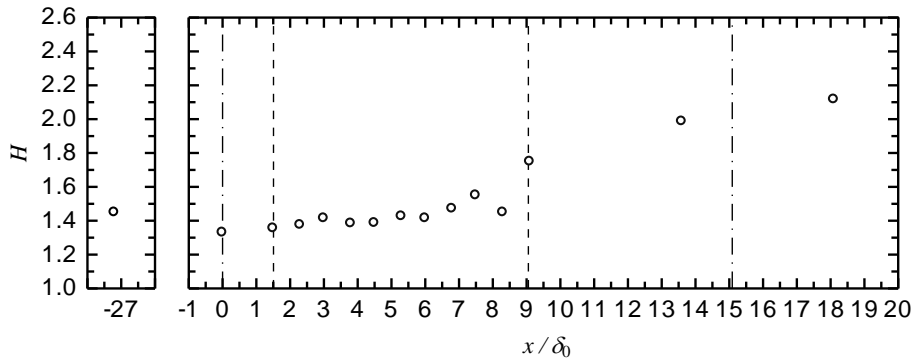


Fig. 8 Downstream variation in shape factor. It first decreases and then increases because of relaminarization downstream.

中の記号はすべて図 7 のそれに等しい。描いた x/δ_0 の範囲は、零圧力勾配下で再層流化する前の乱流境界層の代表として $x/\delta_0 = -27.2$ 、流路縮小開始点の $x/\delta_0 = 0$ 、sink flow 区間 ($1.5 \leq x/\delta_0 \leq 9.1$) 中の代表 6 断面の合計 8 断面である。

流れ方向平均速度 (図 7) では、 $x/\delta_0 = -27.2$ ではその位置の $R_{\theta}(1047)$ に近い $R_{\theta} = 670$ の Spalart(1988)の零圧力勾配下乱流境界層の DNS 分布 (図 7(a), 一点鎖線) にほぼ重なり、また対数法則に従う領域も出現している (図 7(c)) が、流路縮小区間に入ると、まず加速の影響のために壁付近で増速する。図 8 の形状係数はそのため $x/\delta_0 = -27.2$ では 1.45 であったものが $x/\delta_0 = 0$ で極小値 1.33 にいったん減少する。その後は次第に再層流化するために、速度は壁近くで減速して壁から遠くで増速する。このため形状係数は増加する。また対数表示では対数法則

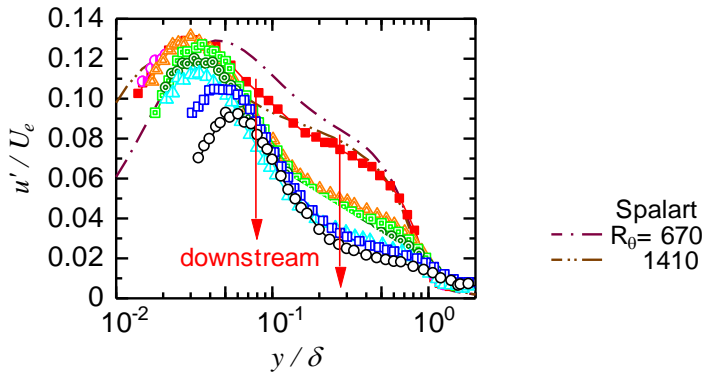


Fig. 9 Distribution of root mean square value of streamwise fluctuating velocity. The fluctuating velocity decreases downstream because of relaminarization.

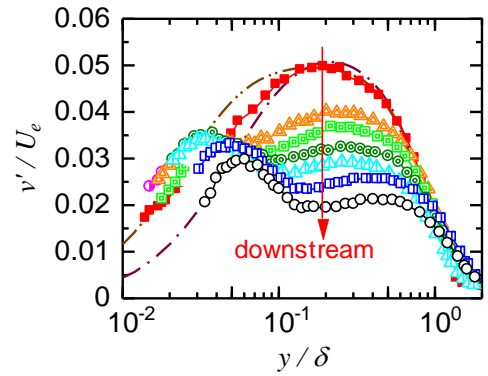


Fig. 10 Distribution of root mean square value of wall-normal fluctuating velocity. The fluctuating velocity decreases downstream because of relaminarization.

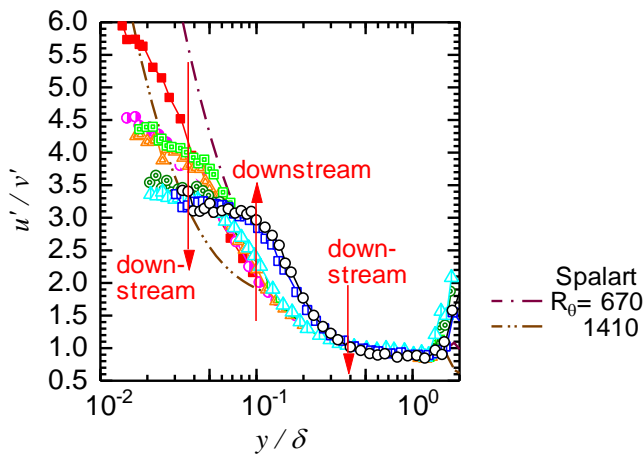


Fig. 11 Distribution of fluctuating velocity ratio. Close to the wall and away from the wall, the ratio decreases downstream. In the middle region, however, the ratio increases downstream.

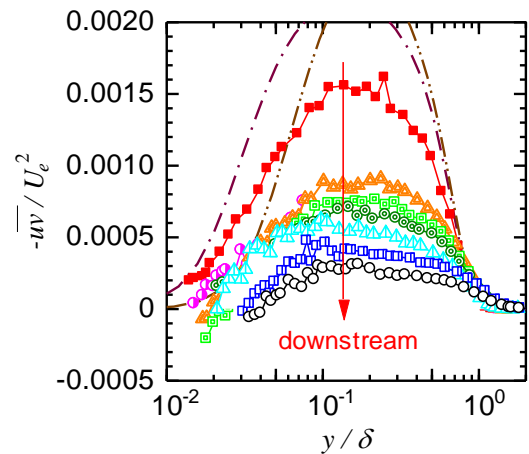


Fig. 12 Distribution of Reynolds shear stress component. It decreases downstream because of relaminarization.

に従う領域が消滅して次第に $U/u_\tau = y u_\tau / \nu$ (図 7(c)破線) に一致する領域が増加する。このように自己相似性は成立しない。これは再層流化の基準を超えるような強い加速のためである。しかし sink flow 区間終点 $x/\delta_0 = 9.1$ でも壁近くで十分減速しておらず Blasius 分布に一致するまでには至らない (図 7(a))。形状係数も Blasius 分布での値 (約 2.6) には達していない。なお摩擦速度 u_τ は、 $x/\delta_0 = -27.2$ では Clauser 線図法 (対数領域での値が図 7(c)中の実線 $U/u_\tau = 5.5 \log_{10}(y u_\tau / \nu) + 5.4$ に適合する値を決定) によって、それ以外の x/δ_0 では壁近くの数点での平均速度勾配から求めた。

流れ方向変動速度 (図 9) では、 $x/\delta_0 = -27.2$ では $R_\theta = 670$ と 1410 の Spalart(1988)の DNS 分布の中間の値を取るが、次第に再層流化するために、境界層外端速度で無次元化した変動速度は減少する。特に壁近くの $y/\delta < 0.05$ での減少が著しい。

壁垂直方向変動速度 (図 10) も同様に、境界層外端速度で無次元化した値は、下流に行くとき減少する。しかし流れ方向変動速度とは異なって、壁から離れた $0.05 < y/\delta < 0.5$ で大きく減少するが壁近くではほとんど一定である。この結果は Bourassa and Thomas(2009)にも表れている。

変動速度 u' と v' の比 (図 11) では、流路縮小前の $x/\delta_0 = -27.2$ も描いているが、縮小開始位置 $x/\delta_0 = 0$ からの下流変化を見よう。

壁近くの $y/\delta < 0.06$ と壁から遠くの $0.2 < y/\delta$ では下流に行くとき変動速度比は減少し、 u' の方が v' よりも相対的に減少していることになる。しかし両領域の中間の $0.06 < y/\delta < 0.2$ では下流に行くとき比は増加し、 v' の方が u' よりも相対的に減少している。このように y の範囲によって傾向が異なるが、以上の増加や減少の結果は Warnack

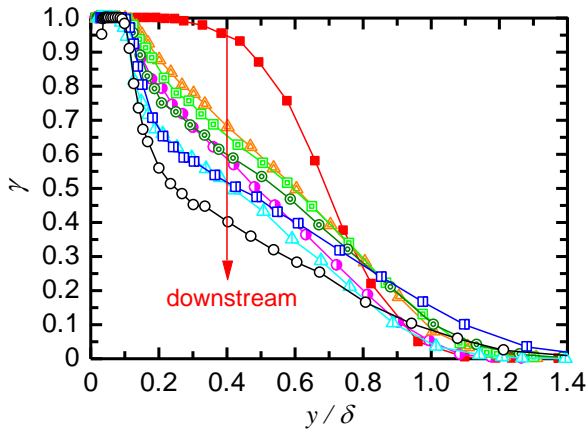


Fig. 13 Distribution of intermittency factor. It decreases downstream because of relaminarization.

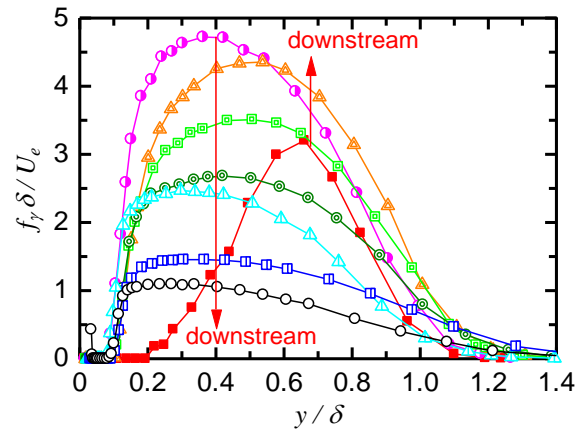


Fig. 14 Distribution of intermittency frequency. It initially increases and then decreases downstream because of relaminarization.

and Fernholz(1998), Stefes and Fernholz(2005)や Bourassa and Thomas(2009)とも一致する．彼らはこのように範囲によって傾向が異なる理由には言及していない．

この壁近くと壁から遠くにおいて u' の方が v' よりも相対的に減少することを, Tennekes and Lumey(1972)が説明した渦管の伸長 (vortex stretching) と矛盾しないか検討する．本実験のような下流に行くとも流路が縮小して加速する流れ場 $\partial U/\partial x > 0$ では, 伸張軸は x 軸であるから渦度 ω_x が増加する．また連続式から $\partial V/\partial y + \partial W/\partial z < 0$ となるので, この場合の伸張軸 y, z 軸方向の渦度 $\omega_y + \omega_z$ が減少する．このような渦度増減による変動エネルギーの変化を考えると, まず渦度 ω_x の増加によって, x 軸周りの速度 v と w が増加する．一方渦度 ω_y の減少によって速度 u と w が減少し, 渦度 ω_z の減少によって速度 u と v が減少する(Tennekes and Lumey, 1972)．以上の全効果を合計すると, u が減少し, v と w はいずれも増加と減少という相反する作用を受ける．ゆえに渦管の伸長から u' 減少が説明される．このような渦管の伸長による説明は壁近くと壁から遠くでのみ妥当するが, 中間の高さではこの解釈は適切ではない．

レイノルズせん断応力 (図 12) は $x/\delta_0 = -27.2$ においては, $0.05 < y/\delta < 0.6$ において, 2つの Spalart の DNS 分布よりも小さい．下流に行くとも, これも境界層外端速度で無次元化した値は減少する．

間欠係数 (図 13) は, $x/\delta_0 = -27.2$ では乱流領域 ($\gamma = 1$) 及び間欠領域 ($0 < \gamma < 1$) であった $0.1 < y/\delta < 0.8$ において, 下流では再層流化のために減少する．

境界層外層部の間欠領域では, 乱れた領域は, 変動速度を持つ流体が一つの塊, 乱流塊(eddy)をなしているとみなせる．この乱流塊の熱線プローブ位置通過周波数 f_p とは, それが間欠的に 1 秒間あたりに熱線を通して個数を表す．図 14 からわかるように, どの断面においても乱流塊通過周波数は間欠係数が約 0.5 となる高さで最大となる．また図 14 に示した無次元周波数は sink flow 区間に入るといったん増加し, これは細切れにちぎれた乱流塊が多数通過することを意味する．その後, 無次元周波数は減少し, 乱流塊が再層流化によって減少していることがわかる．

次に, 乱流塊構造の横方向スケールを調べるために, 横方向に 2 本の I 型熱線プローブ受感部を距離 r だけ隔てた z 方向相関 I 型熱線プローブで同時測定を行い, 2 本の受感部が同時に乱流を観測する確率, また同時に非乱流を観測する確率を求めた．一方のプローブは常に流路横幅中心 ($z = 0$) に設置し (A プローブと呼ぶ), 他方のプローブ (B プローブと呼ぶ) は $z = r$ に位置させる．両プローブの高さ y は等しい．

A プローブで測定した間欠係数 (A プローブが乱流になる確率) に対する, 両方のプローブが乱流になる確率の比, つまり A プローブが乱流である時に B プローブも乱流になる条件付確率 p_r を求めた．逆に, A プローブが非乱流になる確率に対して, 両方非乱流になる確率の比 p_N も求めた．なおこの場合の確率とは, その条件を満たすデータ数の, 全データ数に対する比である．

測定した流れ方向断面は, 再層流化する前の乱流である $x/\delta_0 = -27.2$, 再層流化が始まっている sink flow 区間始点の $x/\delta_0 = 1.5$ と終点の $x/\delta_0 = 9.1$ の 3 断面である．

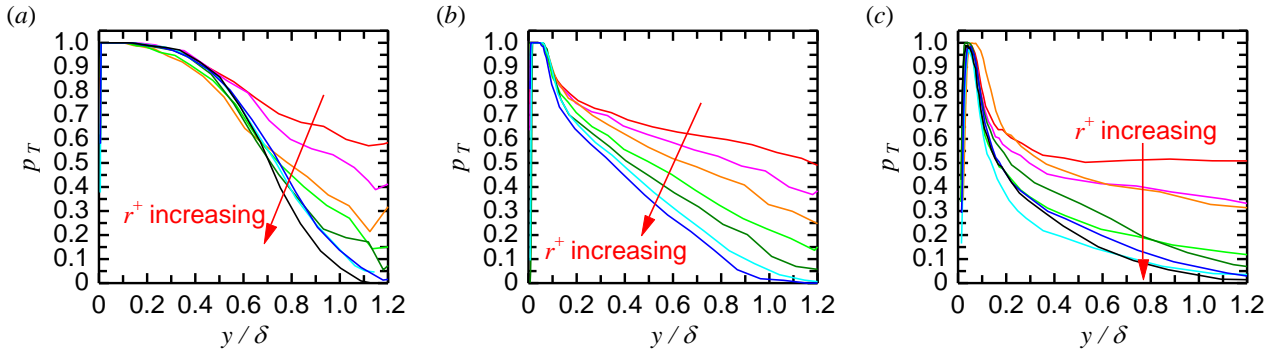


Fig. 15 Conditional probabilities for hot-wire probe detecting turbulence when A probe detects turbulence: (a) $x/\delta_0 = -27.2$, $r^+ = 19.5, 26.8, 36.5, 60.8, 97.3, 144, 214,$ and 364 ; (b) $x/\delta_0 = 1.5$, $r^+ = 28.3, 39.0, 53.1, 88.6, 147, 390,$ and 496 ; (c) $x/\delta_0 = 9.1$, $r^+ = 41.1, 56.5, 77.0, 128, 190, 259, 431,$ and 647 . The probabilities decrease with the distance from the wall.

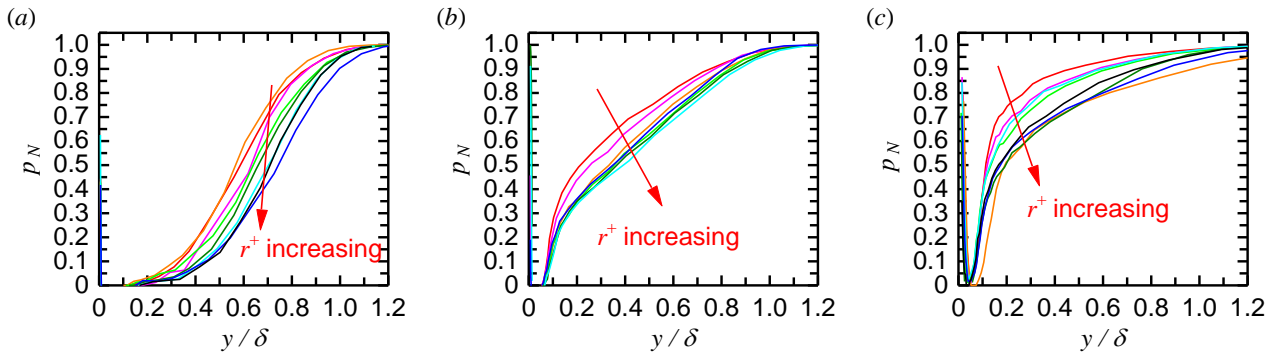


Fig. 16 Conditional probabilities for hot-wire probe detecting nonturbulence when A probe detects nonturbulence: (a) $x/\delta_0 = -27.2$, (b) $x/\delta_0 = 1.5$ and (c) $x/\delta_0 = 9.1$. The values of r^+ are same as those shown in Fig. 15. The probabilities increase with the distance from the wall.

まず初めに、Aプローブが乱流である時にBプローブも乱流になる条件付確率 p_T の分布を図15に示す。壁近くで値が1になるが、これはAプローブが乱流であるときはBプローブも常に乱流であることを表し、壁近くでは横方向に広い乱流塊が存在することを示す。壁から離れるに従って p_T が減少するのは、Aプローブが乱流であってもBプローブは乱流ではないケースが増えることを表し、乱流塊の横方向幅が減少することを示す。両プローブの横方向間隔 r が大きいほど p_T の減少が激しいが、このこともそれを裏付ける。また sink flow 区間の $x/\delta_0 = 1.5$ (図15(b)) と 9.1 (図15(c)) では、この減少が壁近くから始まる。これは下流では再層流化によって乱流塊の横方向幅が減少することを示す。

次に、Aプローブが非乱流である時にBプローブも非乱流になる条件付確率 p_N の分布を図16に示す。壁近くで値が0であるが、これは両プローブともに非乱流になる事象が存在しなかったためである。壁から離れて間欠係数(図13)が1よりも小さくなると、 p_N が増加するが、これはAプローブが非乱流であればBプローブは非乱流であるケースが増えることを表し、これは非乱流領域の横方向幅が増加することを示す。 r が大きいほど p_N の増加が遅いが、これはプローブ横方向間隔が広ければ少なくとも片方は乱流塊をとらえる可能性が高いためである。また sink flow 区間の $x/\delta_0 = 1.5$ (図16(b)) と 9.1 (図16(c)) では、この増加が壁近くから始まる。これも再層流化によって非乱流領域の横方向幅が増加することを示す。

3・3 コヒーレント構造のスケール

本節では再層流化がコヒーレント構造のスケールに及ぼす影響を調べる。乱流境界層のコヒーレント構造を代表するものとして、縞(ストリーク)状となって流れ方向に伸びている低速領域と高速領域(Hinze(1975), Lee and Jiang(2019))があげられる。まずこのストリークの間隔を求める。

ストリーク間隔を求める方法は、以下の2方法を試みた。まず最初の方法は、横相関係数 $g(r) = \overline{f(z)f(z+r)}/\overline{f^2}$ を求めるものである。横方向に r だけ離れた2つの測定位置が低速領域内と高速領域内におの

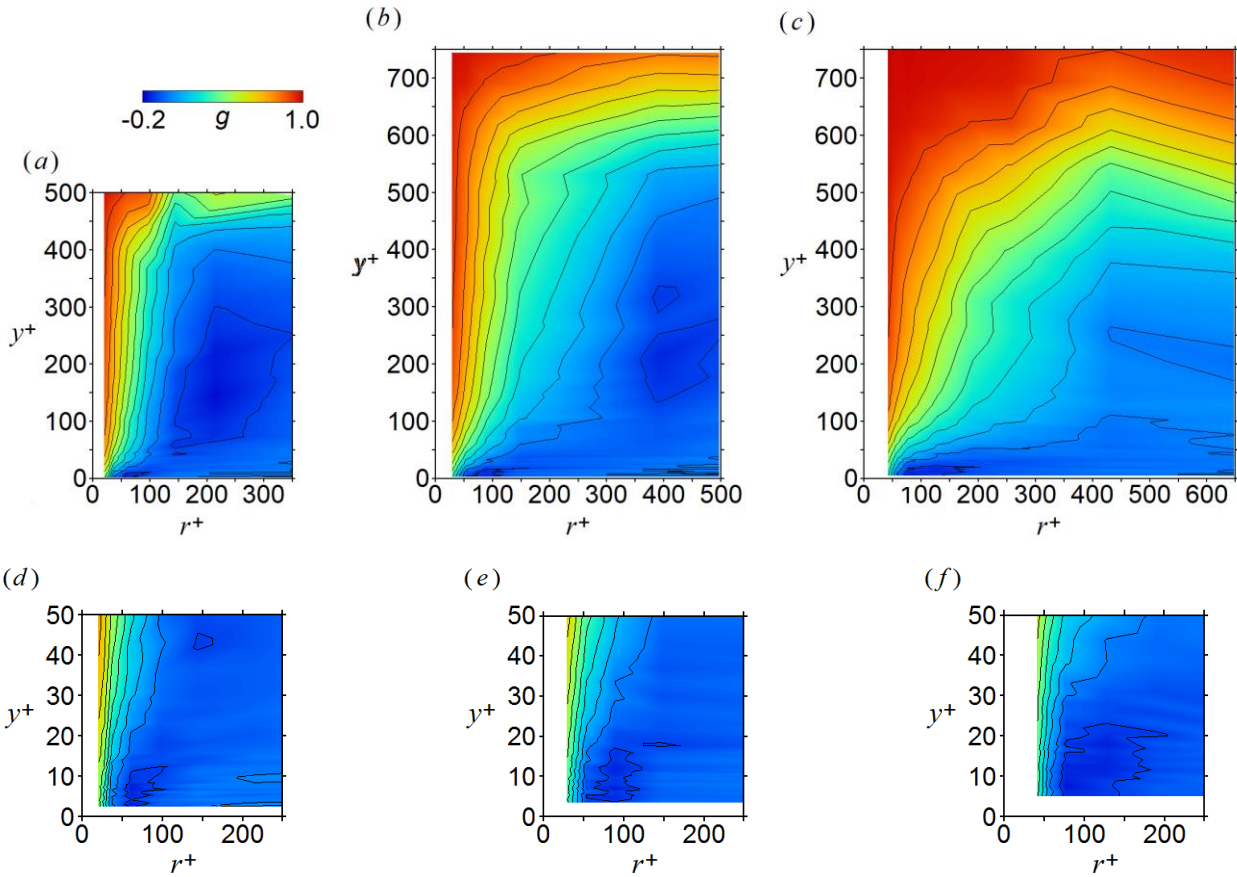


Fig. 17 Contour maps of lateral space correlation coefficient: $x/\delta_0 = (a) -27.2$, $(b) 1.5$, and $(c) 9.1$, and enlarged maps close to the wall: $x/\delta_0 = (d) -27.2$, $(e) 1.5$, and $(f) 9.1$. Eleven contour lines are drawn with 12 equal intervals between the maximum and minimum values. The strong negative region damps downstream.

おの存在し、 f の値が片方は負値、他方は正值になれば、 $g(r)$ は負となる。このため $g(r)$ が負の最小となるときの r の値を 2 倍すれば低速ストリーク間隔または高速ストリーク間隔になる。関数 f には、Österlund et al.(2003)は変動壁面せん断応力を用い、Lee et al.(1990)と Talamelli et al.(2002)は流れ方向変動速度を用いた。本研究でも流れ方向変動速度を用いた。

ストリーク間隔を求める 2 番目の方法は、Kline et al.(1967)や山下ら(1995)が用いた流れ方向変動速度の横スペクトル $\hat{U}(l)$ である。これは流れ方向変動速度を横方向空間平均した (瞬時の) 横相関係数 $\tilde{R}_{11}(r)$ を、次式のようにフーリエ変換して横スペクトルを求め、

$$\hat{U}(l) = 4 \int_0^\infty \tilde{R}_{11}(r) \cos \frac{2\pi r}{l} dr \quad (4)$$

次にこれをアンサンブル平均した $\langle \hat{U}(l) \rangle$ の分布が極大となる位置を、ストリーク間隔とするものである。

平均横スペクトル $\langle \hat{U}(l) \rangle$ は、流れが統計的に定常かつ横方向に一様ならば、次式のような時間平均横方向相関 $g(r)$ のフーリエ変換から求めてよいと思われる。

$$\langle \hat{U}(l) \rangle = 4 \int_0^\infty g(r) \cos \frac{2\pi r}{l} dr \quad (5)$$

積分の上限は、相関 $g(r)$ が極小負値から増加して 0 になる r とした。後述する図 17 において壁から遠くではすべての r^+ の範囲において $g(r) \geq 0$ であるが、このときは適当な遠点で積分を打ち切った。ただし後述するように、平均横スペクトルからストリーク間隔の評価に用いたのは壁近く (y^+ 小) のデータである。

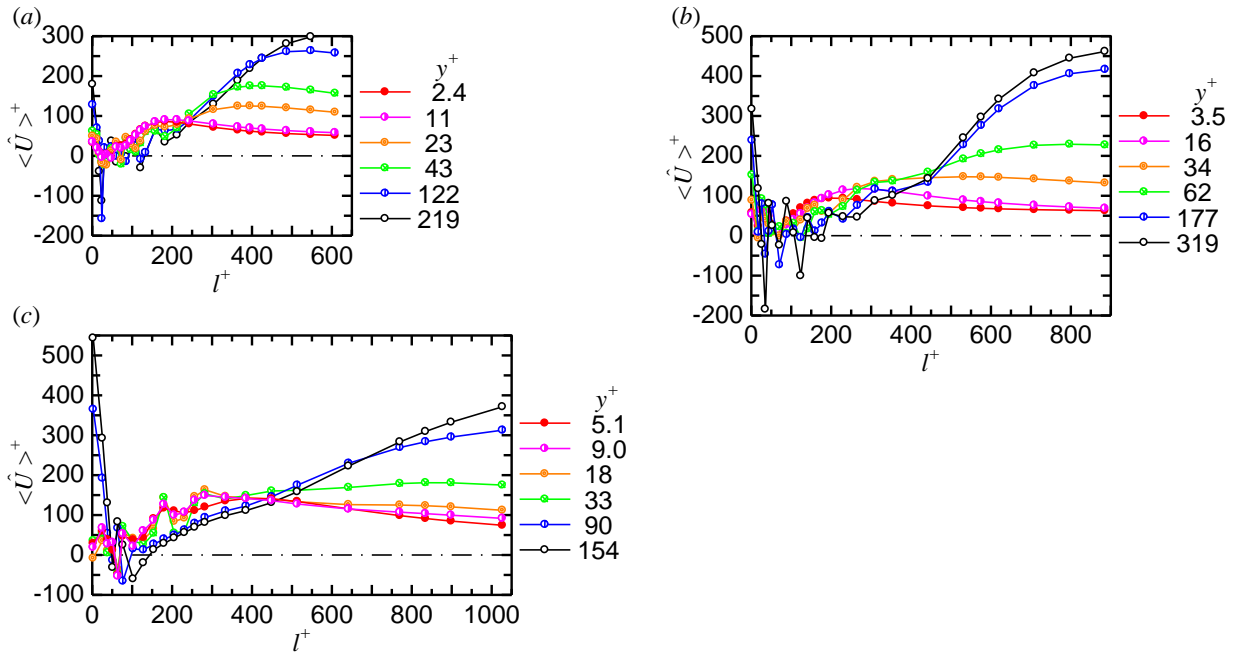


Fig. 18 Spanwise spectrum: $x/\delta_0 = (a) -27.2, (b) 1.5, \text{ and } (c) 9.1$. The variation in maximum position supports the results for the lateral space correlation coefficient.

以上2つのストリーク間隔を求める方法がこれまで比較されたことはないようなので、本研究ではまず両方法の結果を比較する。

図17に z 方向相関I型熱線プローブを用いて、 $x/\delta_0 = -27.2, 1.5$ と 9.1 で測定された $g(r)$ のコンターを、壁垂直方向(y^+ で示す)及び横方向(熱線受感部の横方向間隔 r^+ で示す)平面上で示す。図17中の黒実線の等値線は -0.1 から 0.9 まで 0.1 おきに11本を引いた。

$x/\delta_0 = -27.2$ (図17(a))の $r^+ \approx 150 \sim 300, y^+ \approx 50 \sim 250$ の負の相関の強い領域($-0.2 \leq g(r) \leq -0.1$)は、2本のプローブが高速ストリークと低速ストリークの両方を捉えたものと思われるが、図7(c)の速度分布形状より、この領域は外層に属すると考えられるので、いわゆる外層の大スケール運動(Robinson, 1991)に対応すると判断できる。 $x/\delta_0 = 9.1$ (図17(c))ではこの負相関の強い領域は見られない。すなわち再層流化により、外層の大スケール運動が目立たなくなる。このことはFalco(1980)の可視化写真にも見られる。

図17(d)~(f)に示した3断面の壁面近傍($0 \leq y^+ \leq 50$)における拡大図から壁近くのストリーク間隔を考察する。壁近くの負相関の強い領域($-0.2 \leq g(r) \leq -0.1$)の、まず横方向範囲を見ると、 $x/\delta_0 = -27.2$ (図17(d))では $r^+ \approx 50 \sim 100$ (中心70)に存在するものが、 $x/\delta_0 = 9.1$ (図17(f))では $r^+ \approx 80 \sim 200$ (中心100)に遠ざかる。すなわち再層流化によりストリークの中心間隔が約1.5倍に増加する。このことは同じく横スケールを調べたTalamelli et al.(2002)の傾向と一致するが彼らの結果($r^+ \approx 60$ が $150 \sim 180$ まで増加)ほどは増加しない。これは流路縮小区間の長さが本研究では 500 mm だが彼らでは 1430 mm と長いためと思われる。次に壁垂直方向範囲をみると、 $x/\delta_0 = -27.2$ では $y^+ < 10$ の範囲であったものが、 $x/\delta_0 = 9.1$ では $y^+ < 25$ まで及ぶ。すなわち再層流化によりコヒーレント構造の壁垂直方向スケールは増加する。

図17は内層スケールで無次元化して範囲を示したが、外層スケールで無次元化しても同じ結果となった。

次に2番目の平均横スペクトルからストリーク間隔を評価する。図18に $x/\delta_0 = -27.2, 1.5$ と 9.1 における横スペクトル分布を示す。壁近く(y^+ 小)では、横スペクトルは比較的なめらかに変化して、 $x/\delta_0 = -27.2$ (図18(a))では $l^+ \approx 170$ で、また $x/\delta_0 = 9.1$ (図18(c))では $l^+ \approx 200 \sim 250$ で極大となる。これらの値は、図17の流れ方向変動速度の横相関係数から求めた値(それぞれ約70の2倍、約100の2倍)に実験の不確かさの範囲内で一致するとみなせる。ゆえに低速ストリーク間隔は、流れ方向変動速度横相関係数と平均横スペクトルのどちらで求めても、正しいと判断される。

以上のようにストリーク間隔の2つの検出結果はおおむね一致したので、ここからは流れ方向変動速度横相関係数 g に注目し、これが乱流時と非乱流時でどのように変化するかを考察する。ここでは、両方のプローブが乱流であるとき、また両方のプローブが非乱流であるときに相関係数 g を求めた。この条件は相関係数分子の相関関数 $\overline{u(z=0)u(z=r)}$ のみならず、分母の変動速度分散 $\overline{u^2}$ にも適用する。

条件付変動速度を求める手順を説明する。まず条件付平均速度を求める。一般には、瞬時速度 \tilde{u} に間欠関数 I （または $1-I$ ）をかけて総和し、乱流（または非乱流）のデータ数で割れば乱流時平均速度（または非乱流時平均速度）が得られるが、今回は瞬時速度に、両プローブの間欠関数の積 $I_A I_B$ （または $(1-I_A)(1-I_B)$ ）を乗じて総和して、A、B両プローブとも乱流（または非乱流）となるデータ数（式(6)の分母）で割ると式(6)のように得られる。なお間欠関数 I は、各プローブが乱流または非乱流である（すなわち2章で述べた識別関数がしきい値以上または未満となる）時刻においてそれぞれ1または0となる。

$$U_{AT} = \frac{\sum \tilde{u}_A I_A I_B}{\sum I_A I_B}, \quad U_{AN} = \frac{\sum \tilde{u}_A (1-I_A)(1-I_B)}{\sum (1-I_A)(1-I_B)}, \quad U_{BT} = \frac{\sum \tilde{u}_B I_A I_B}{\sum I_A I_B}, \quad U_{BN} = \frac{\sum \tilde{u}_B (1-I_A)(1-I_B)}{\sum (1-I_A)(1-I_B)}. \quad (6)$$

次に条件付変動速度 u_{AT} , u_{AN} , u_{BT} , u_{BN} は、瞬時速度から上記条件付平均速度を差し引くと得られ、そのうち乱流時どうしの積 $u_{AT}u_{BT}$ または非乱流時どうしの積 $u_{AN}u_{BN}$ を平均したものが前述の条件付相関関数である。またそれらのrms値 u'_{AT} , u'_{AN} , u'_{BT} , u'_{BN} は、 u_{AT} , u_{AN} , u_{BT} , u_{BN} を2乗して、間欠関数積 $I_A I_B$ （または $(1-I_A)(1-I_B)$ ）を乗じて総和し、A、B両プローブとも乱流（または非乱流）となるデータ数で割って平方根をとる。式(7)には、それらrms値の2乗の式を掲載する。

$$u_{AT}'^2 = \frac{\sum (\tilde{u}_A - U_{AT})^2 I_A I_B}{\sum I_A I_B}, \quad u_{AN}'^2 = \frac{\sum (\tilde{u}_A - U_{AN})^2 (1-I_A)(1-I_B)}{\sum (1-I_A)(1-I_B)}, \quad u_{BT}'^2 = \frac{\sum (\tilde{u}_B - U_{BT})^2 I_A I_B}{\sum I_A I_B},$$

$$u_{BN}'^2 = \frac{\sum (\tilde{u}_B - U_{BN})^2 (1-I_A)(1-I_B)}{\sum (1-I_A)(1-I_B)}. \quad (7)$$

以上のように求めた相関係数分布を図19に示す。いずれも、非乱流時相関（中空印(□,○,◇)を実線で結ぶ）が最も大きく、次に無条件相関（□,○,◇印の中央に縦線が入った印を一点鎖線で結ぶ）が大きく、乱流時相関（中実印(■,●,◆)を破線で結ぶ）が最も小さかった。これは非乱流時に相関係数が負の最小となる r^+ の位置が最も大

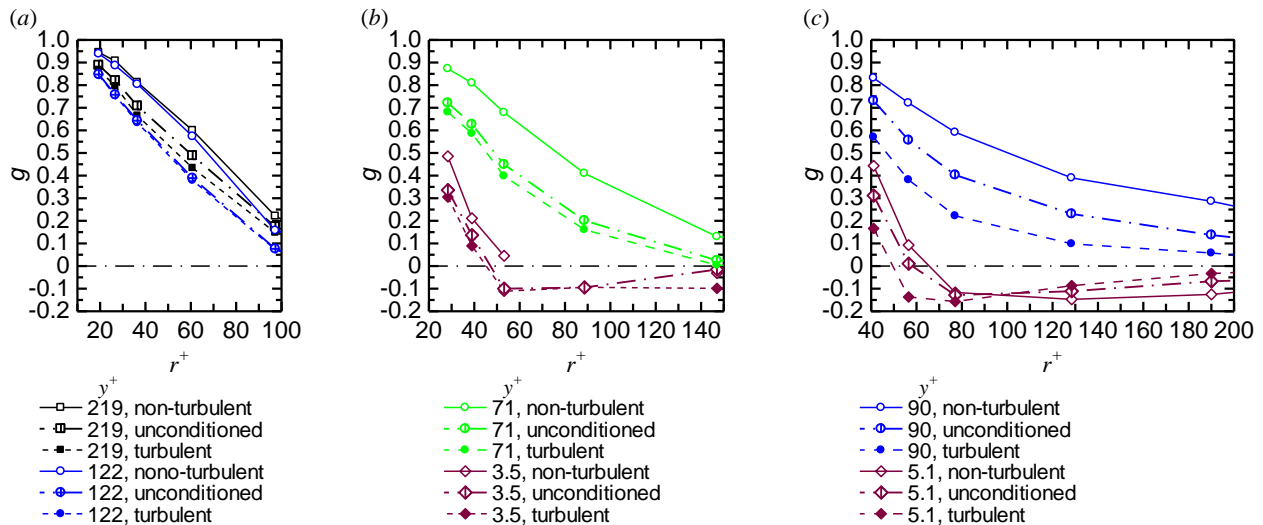


Fig. 19 Conditionally-averaged lateral spatial correlation coefficients: $x/\delta_0 = (a) -27.2$, (b) 1.5, and (c) 9.1. The result that the nonturbulent values exceed the turbulent values supports that the streak spacing widens with relaminarization.

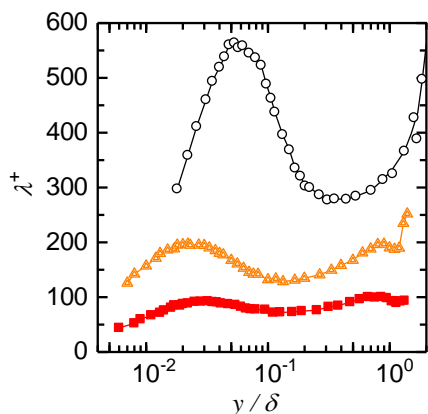


Fig. 20 Taylor microlength. It increases downstream because of relaminarization.

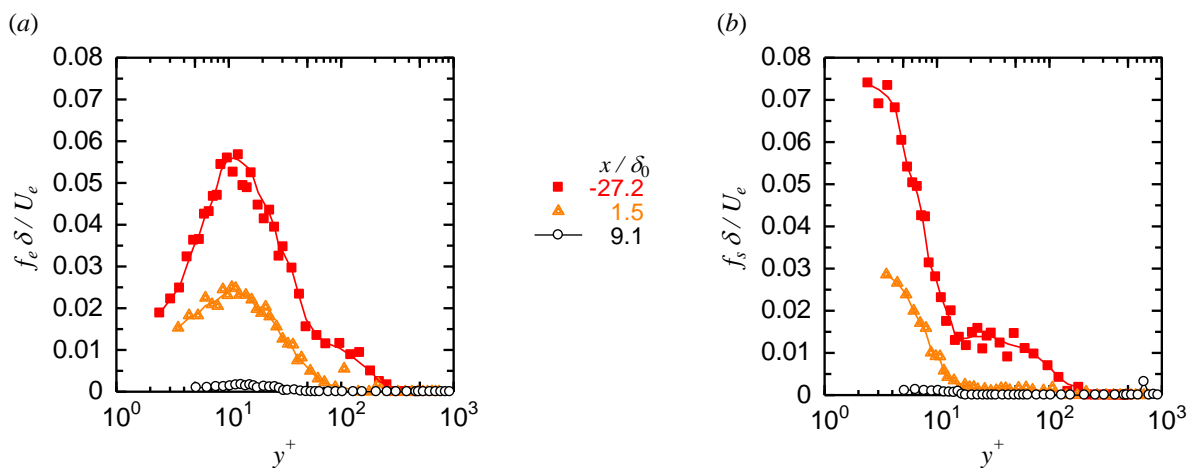


Fig. 21 Coherent structure detection frequency values obtained using u -level method: (a) ejection and (b) sweep. The detection decreases significantly because of relaminarization.

きくなることを表し、ストリーク間隔が広がることになる。これは Talamelli et al.(2002)の結果と一致する。これは再層流化によってストリーク間隔が広がる挙動とも矛盾しない。それでも再層流化によって最終的にストリーク間隔が約 1.5 倍（内層長さの 140 倍が 200 倍まで広がる）になる（図 17）ほどには広がらない。

図 20 は z 方向相関 I 型熱線プローブのうち A プローブの受感部出力から得られる自己相関係数分布から求まるテイラー微小時間に、その位置の平均速度を乗じて求めたテイラー微小長さである。コヒーレント構造の流れ方向スケールだけがテイラー微小長さに反映するわけではないが、再層流化によるコヒーレント構造スケールの変化を判断する一助にはなる。図 20 より、下流に行くと内層長さで無次元化したテイラー微小長さ λ^+ は増加する。Piomelli and Yuan(2013)は、外層長さで無次元化したストリーク長さは再層流化によって長くなることを計算で示したが、本結果はそれを支持する。

3・4 コヒーレント構造の発生頻度

前節では再層流化がコヒーレント構造のストリーク間隔やスケールに及ぼす影響を調べたが、本節では再層流化がコヒーレント構造の発生頻度に及ぼす影響について議論する。コヒーレント構造の検出には u レベル法(Lu and Willmarth, 1973)を用いた。 u レベル法とは、流れ方向変動速度 u がその rms 値 u' の $-K_e$ 倍より小さいときにイジェクション事象（下方からの低速流体の流入）が検出されたとみなし、 u' の K_s 倍よりも大きい時にスイープ事象（上方からの高速流体の流入）が検出されたとみなすものである。ここでは $K_e = K_s = 1.5$ とし、さらに検出継続時間に対する数居値として Kolmogorov 時間スケール以上となる条件を課した。その計算に必要な乱れエネルギー散逸率 ε は、局所等方性を仮定して $\varepsilon = 15 \nu \overline{(\partial u / \partial x)^2}$ で評価される空間微分を時間微分で置き換え、 $\partial u / \partial x \sim (\partial u / \partial t) / U$ とした $\varepsilon = 15 \nu \overline{(\partial u / \partial t)^2} / U^2$ から求めた。

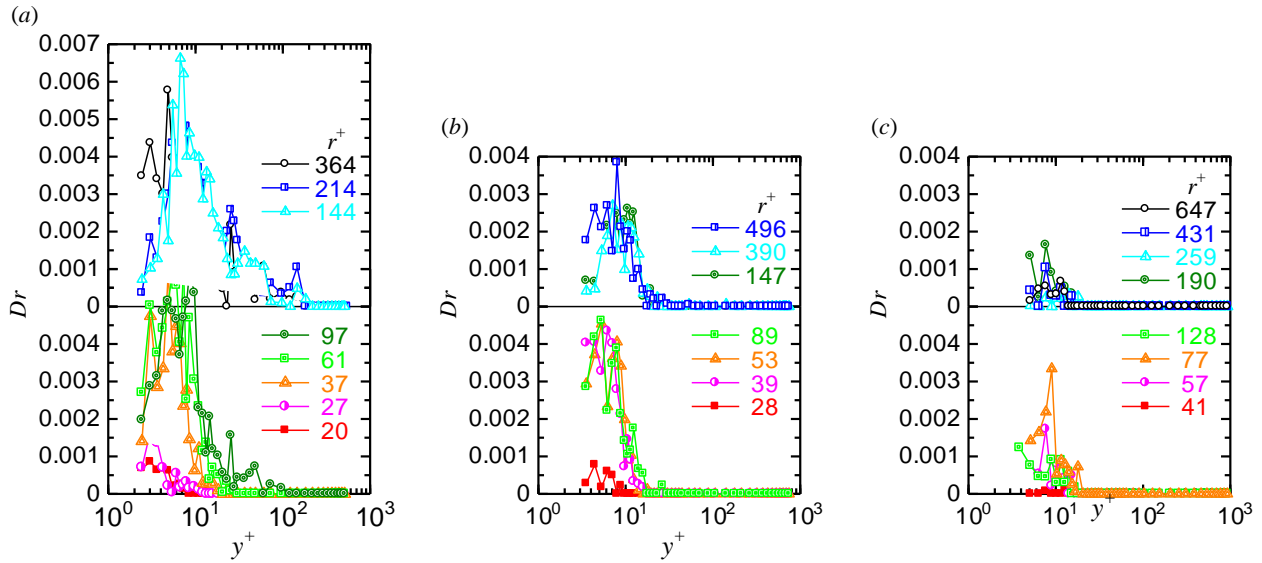


Fig. 22 Simultaneous detection ratio of ejection and sweep with two single-shaped probes: $x/\delta_0 = (a) -27.2, (b) 1.5, \text{ and } (c) 9.1$. The detection ratio decreases because of relaminarization.

図 21 に無次元化した周波数を y^+ に対して示す。壁面近傍($y^+ \approx 3$)ではスイープの、また壁から僅かに離れた位置($y^+ \approx 10$)ではイジェクションの検出頻度が最大である。これはそれぞれの高さにおける速度と、上方から下降してきた高速流体、または下方から上昇してきた低速流体との速度差が最も大きくなることを示す。下流に行くと周波数が最大になる高さは変わらないが、無次元周波数の値は再層流化の進行により大きく減少する。すなわち sink flow 区間内における再層流化によって高速流体の下降及び低速流体の上昇が衰える。

Robinson ら(1990, 1991)は乱流境界層内で低圧領域の両側にイジェクション領域とスイープ領域が存在して、それぞれ低速流体の上昇と高速流体の下降が生じているコヒーレント渦モデルを提案している。ここではそのような渦の横方向及び垂直方向範囲を検討する。3・2 節でも用いた z 方向相関 I 型熱線プローブの 2 本の受感部の片方が上昇流を、他方が下降流を同時に検出する(すなわち「A プローブがイジェクションかつ B プローブがスイープ」データ数と「A プローブがスイープかつ B プローブがイジェクション」データ数の和の)比率(時間比に等しい) Dr を、受感部間隔 r^+ をパラメータとして求めた(図 22)。 Dr が大きい範囲は、 $x/\delta_0 = -27.2$ (図 22(a))は $r^+ \approx 37 \sim 144$, $y^+ \approx 3 \sim 50$, $x/\delta_0 = 1.5$ (図 22(b))では $r^+ \approx 39 \sim 53$, $y^+ \approx 4 \sim 15$, $x/\delta_0 = 9.1$ (図 22(c))では $r^+ \approx 77$, $y^+ \approx 5 \sim 20$ においてであるが、これは前述の図 17 の $g(r)$ コンターにおいて負の絶対値が大きい($-0.2 \leq g(r) \leq -0.1$)壁近く範囲(図 17(d)~(f))と壁から遠く範囲($y^+ > 50$)の両方に対応する。そこで r^+ をパラメータとする図 22 ではそれぞれを上下に分けて描いた。例えば $x/\delta_0 = -27.2$ では壁近くでは図 17(d)からわかるように $r^+ \approx 50 \sim 100$ に、また壁から遠くでは図 17(a)からわかるように $r^+ \approx 150 \sim 300$ に負相関の強い領域が存在する。そこでそれぞれの r^+ の範囲に応じて図 22(a)では下部と上部に分けた。下流に行くと、壁近くでも壁から遠くでも再層流化の進行により検出率の値が減少する。すなわちコヒーレント構造渦が弱体化して、それによるイジェクション及びスイープの発生頻度の減少がわかる。

壁垂直方向に 2 本の I 型熱線プローブの受感部を距離 r だけ隔てた y 方向相関 I 型プローブによる時空間相関係数 R の、壁垂直方向 ($y+r$ で示す)と流れ方向(時間差 τ で示す)平面上でのコンターを描き、再層流化による壁面近傍コヒーレント構造のイジェクション挙動の空間的变化を調べた結果を図 23 に示す。横軸 τ は、壁に近いプローブの速度に対して速い(上方側)プローブの速度の時間進み(より早くプローブに到達する)量であり、これが正なら構造界面は壁から離れるに従い下流側に傾斜することになる。なお各図の縦軸方向の描画範囲のうち、最下端(図 23(a),(b),(c)それぞれ $y^+ = 21, 23, 21$)が、壁に近いプローブの位置であり、それを固定して、上方側プローブを縦軸内の任意位置($y+r$)に設置した時の相関係数 R の値をカラーコンター図で示した。図 23 中の黒実線の等値線は 0 から 0.9 まで 0.1 おきに 10 本を引いた。

値の大きな等値線は壁近くの $(y+r)^+ < 50$ にとどまり、値の小さな $0.1 \leq R \leq 0.4$ の等値線が壁から遠い $(y+r)^+ > 70$ の範囲にまで及んでいるので、その $0.1 \leq R \leq 0.4$ の等値線の形状を考察する。いずれの x/δ_0 においても壁面

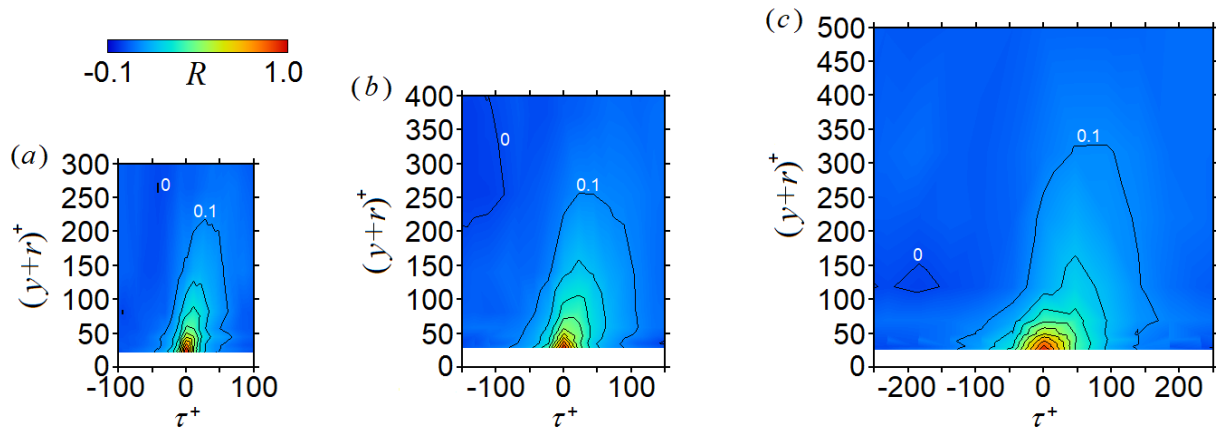


Fig. 23 Contour maps of spatiotemporal correlation coefficient: (a) $x/\delta_0 = -27.2$, lower probe height $y^+ = 21$, (b) $x/\delta_0 = 1.5$, lower probe height $y^+ = 23$, and (c) $x/\delta_0 = 9.1$, lower probe height $y^+ = 21$. Ten contour lines are drawn with 11 equal intervals between the maximum and minimum values. The slope of the correlation region almost constant downstream.

近傍では等値線が図の右上に向かって少し傾斜している。これは下流方向に傾くイジェクションなどのコヒーレント構造または下流上方に傾斜する馬蹄形渦(Head and Bandyopadhyay, 1981)などを捉えたためと思われる。上方側プローブが壁から遠ざかって $(y+r)^+ > 100$ になると、そのような傾斜は見られない。これは速度勾配 $\partial U/\partial y$ が弱まり、イジェクションなどのコヒーレント構造の移動方向がより壁に垂直な方向になるため、または馬蹄形渦の傾斜が緩やかになるためと思われる。このように壁近くで傾斜して壁から離れると傾斜しなくなる傾向は、下流で再層流化しても変わらない。

4. 結 論

平板乱流境界層の流路を直線的に縮小させて実現する sink flow の再層流化過程について、乱流統計量やコヒーレント構造の解析を行い、以下の結論を得た。

(1)再層流化の進行によって、境界層外端速度で無次元化した変動速度は減少するが、流れ方向成分と壁垂直方向成分間では、壁からの高さに応じて、減少する程度が異なる。この挙動は壁近くと壁から遠くでのみ、渦管の伸長による説明が妥当した。

(2)横方向に離れた2本の熱線プローブが、同時に乱流や非乱流を観測する条件付確率を求めた。壁近くで横方向に広い乱流塊が存在しているが、壁から離れるに従って乱流塊の横方向幅が減少する。また再層流化すると、横方向無次元幅の減少が壁近くから始まる。

(3)コヒーレント構造の低速ストリーク間隔を、流れ方向変動速度横相関係数と平均横スペクトルから求めたが、両者は実験の不確かさの範囲内で一致した。再層流化により、低速ストリークの横方向無次元間隔は増加する。またコヒーレント構造の壁垂直方向無次元スケールは増加する。

(4)流れ方向変動速度の乱流/非乱流の条件付横相関係数を求めた。これは非乱流時に無次元ストリーク間隔が広くなり、再層流化によってストリーク間隔が広がることを支持した。またテイラー微小長さから判断したコヒーレント構造の無次元スケールは、再層流化により増加する。

(5)再層流化の進行によってコヒーレント構造の無次元発生頻度は減少する。

辻義之名古屋大学教授には各種資料について多大のご支援を賜ったことを厚く感謝する。また酒井康彦名古屋大学名誉教授からもご支援を受けたことを感謝する。山下新太郎岐阜大学名誉教授には横スペクトルをご教示いただいたことを感謝する。また実験装置製作には徳島大学大学院生、吉川三喜男、木下雅史、高田直樹各氏のご協力をいただき、実験には徳島大学大学院生、柴崎康明、後藤博各氏のご協力をいただいた。厚く感謝する。

文 献

Araya, G., Castillo, L. and Hussain, F., The log behaviour of the Reynolds shear stress in accelerating turbulent boundary layers,

Journal of Fluid Mechanics, Vol. 775 (2015), pp. 189–200.

- Bader, P., Pschernig, M., Sanz, W., Woisetschläger, J., Heitmeir, F., Meile, W. and Brenn, G., Experimental investigation of boundary layer relaminarization in accelerated flow, Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol. 140, Issue 8 (2018), 081201.
- Badri Narayanan, M. A. and Ramjee, V., On the criteria for reverse transition in a two-dimensional boundary layer flow, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 35, Part 2 (1969), pp. 225–241.
- Batchelor, G. K., An Introduction to Fluid Dynamics, (1967), pp. 294–302, Cambridge University Press.
- Blackwelder, R. F. and Kovasznay, L. S. G., Large-scale motion of a turbulent boundary layer during relaminarization, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 53, Part 1 (1972), pp. 61–83.
- Bourassa, C. and Thomas, F. O., An experimental investigation of a highly accelerated turbulent boundary layer, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 634 (2009), pp. 359–404.
- Bourassa, C., Thomas, F. O. and Nelson, R., Experimental investigation of turbulent boundary layer relaminarization with application to high-lift systems: preliminary results, AIAA Paper, No. 2000-4017 (2000).
- Cal, R. B. and Castillo, L., Similarity analysis of favorable pressure gradient turbulent boundary layers with eventual quasilaminarization, Physics of Fluids, Vol. 20, No. 10 (2008), DOI: 10.1063/1.2991433.
- Clauser, F. H. (Dryden, H. L., von Karman, T. ed.), The turbulent boundary layer, Advances in Applied Mechanics, Vol. 4 (1956), pp. 1–51, Academic Press.
- Dixit, S. A. and Ramesh, O. N., Pressure-gradient-dependent logarithmic laws in sink flow turbulent boundary layers, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 615 (2008), pp. 445–475.
- Dixit, S. A. and Ramesh, O. N., Large-scale structures in turbulent and reverse-transitional sink flow boundary layers, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 649 (2010), pp. 233–273.
- Dixit, S. A. and Ramesh, O. N., On the k_1^{-1} scaling in sink-flow turbulent boundary layers, Journal of Fluid Mechanics, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 737 (2013), pp. 329–348.
- Escudier, M. P., Abdel-Hameed, A., Johnson, M. W. and Sutcliffe, C. J., Laminarisation and re-transition of a turbulent boundary layer subjected to favourable pressure gradient, Experiments in Fluids, Vol. 25 (1998), pp. 491–502.
- Falco, R. E., Combined simultaneous flow visualization/hot-wire anemometry for the study of turbulent flows, Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol. 102, Issue 2 (1980), pp. 174–182.
- Gersten, K. and Rocklage, B. (Schnerr, G. H., Bohning, R., Frank, W. and Bühler, K. ed.), Self-similar solutions for two-dimensional slender-channel flows, Fluid- and Gasdynamics, Acta Mechanica book series 4 (1994), pp. 325–334, Springer.
- Hamel, G., Spiralförmige Bewegungen zäher Flüssigkeiten, Jahresbericht der Deutschen Mathematiker-Vereinigung, Vol. 25, (1917), pp. 34–60.
- Head, M. R. and Bandyopadhyay, P., New aspects of turbulent boundary-layer structure, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 107 (1981), pp. 297–338.
- Herring, H. J. and Norbury, J. F., Some experiments on equilibrium turbulent boundary layers in favourable pressure gradients, Journal of Fluid Mechanics, Volume 27, No. 3 (1967), pp. 541–549.
- 引田優大, 鈴木博貴, 亀田孝嗣, 望月信介, 順圧力勾配下における平衡境界層の実験的研究 (壁法則に対する圧力勾配の影響), 日本機械学会論文集, Vol. 87, No. 894 (2021), DOI: 10.1299/transjsme.20-00394.
- Hinze, J. O., Turbulence, 2nd Edition, (1975), pp. 668–680, McGraw-Hill.
- 一宮昌司, 中瀬敬之, 福富純一郎, 山名克巳, 福永雅昭, 平板上の突起より発達する乱流くさびの構造の研究, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 59, No. 557 (1993), pp. 129–136.
- 一宮昌司, 中瀬敬之, 福富純一郎, 藤井新也, 順圧力こう配下の再層流化乱流境界層の特性, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 61, No. 584 (1995), pp. 1264–1271.
- 一宮昌司, 中瀬敬之, 中村育雄, 山下新太郎, 福富純一郎, 吉川三喜男, 順圧力こう配下の再層流化乱流境界層の特性 (VITA 法によるバースト構造の解析), 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 62, No. 594 (1996), pp. 483–490.
- Ichimiya, M., Nakamura, I. and Yamashita, S., Properties of a relaminarizing turbulent boundary layer under a favorable pressure gradient, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 17 (1998), pp. 37–48.
- Jeffery, G. B., The two-dimensional steady motion of a viscous fluid, Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 6, Vol. 29, Issue 172 (1915), pp. 455–465.
- Jones, W. P. and Launder, B. E., Some properties of sink-flow turbulent boundary layers, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 56, Part 2 (1972), pp. 337–351.

- Jones, M. B., Marusic, I. and Perry, A. E., Evolution and structure of sink-flow turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 428 (2001), pp. 1–27.
- Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Runstadler, P. W., The structure of turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 30, No. 4 (1967), pp. 741–773.
- Kobayashi, T., Jeffery-Hamel's flows in the plane, *Journal of Mathematical Sciences, the University of Tokyo*, Vol. 21, No. 1 (2014), pp. 61–77.
- Kovaszny, L. S. G., Kibens, V. and Blackwelder, R. F., Large-scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 41 (1970), pp. 283–325.
- Launder, B. E. and Jones, W. P., Sink flow turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 38, Part 4 (1969), pp. 817–831.
- Lee, M. J., Kim, J. and Moin, P., Structure of turbulence at high shear rate, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 216 (1990), pp. 561–583.
- Lee, C. and Jiang, X., Flow structures in transitional and turbulent boundary layers, *Physics of Fluids* Vol. 31, Issue 11 (2019), DOI: 10.1063/1.5121810.
- Lienhard, V. J. H., Heat transfer in flat-plate boundary layers: A correlation for laminar, transitional, and turbulent flow, *Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol. 142, Issue 6 (2020), DOI: 10.1115/1.4046795.
- Lu, S. S. and Willmarth, W. W., Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 60, No. 3 (1973), pp. 481–511.
- Mayle, R. E., The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines, *Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery*, Vol. 113, Issue 4 (1991), pp. 509–536.
- McEligot, D. M. and Eckelmann, H., Laterally converging duct flows. Part 3. Mean turbulence structure in the viscous layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 549 (2006), pp. 25–59.
- Mukund, R., Viswanath, P. R., Narasimha, R., Prabhu, A. and Crouch, J. D., Relaminarization in highly favourable pressure gradients on a convex surface, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 566 (2006), pp. 97–115.
- 岡本久, ナヴィエ - ストークス方程式の数理(2009), pp. 84–88, 東京大学出版会.
- Österlund, J. M., Lindgren, B. and Johansson, A. V., Flow structures in zero pressure gradient turbulent boundary layers at high Reynolds numbers, *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, Vol. 22, No. 4 (2003), pp. 379–390.
- Patwardhan, S. S. and Ramesh, O. N., On exactly self-similar turbulent boundary layers and single-layer scaling, *Physics of Fluids*, Vol. 33, Issue 5 (2021), DOI: 10.1063/5.0044530.
- Perry, A. E., Marusic, I. and Jones, M. B., On the streamwise evolution of turbulent boundary layers in arbitrary pressure gradients, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 461 (2002), pp. 61–91.
- Piomelli, U., Balaras, E. and Pascarelli, A., Turbulent structures in accelerating boundary layers, *Journal of Turbulence*, Vol. 1 (2000), DOI: 10.1088/1468-5248/1/1/001.
- Piomelli, U. and Yuan, J., Numerical simulations of spatially developing, accelerating boundary layers, *Physics of Fluids*, Vol. 25, Issue 10 (2013), DOI: 10.1063/1.4825033.
- Ranjan, R. and Narasimha, R., An assessment of the two-layer quasi-laminar theory of relaminarization through recent high-Re accelerated turbulent boundary layer experiments, *Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 139, Issue 11 (2017), DOI: 10.1115/1.4037059.
- Robinson, S. K., Kline, S. J. and Spalart, P. R. (Kline, S. J. and Afgan, N. H. ed.), Quasi-coherent structures in the turbulent boundary layer: Part II. verification and new information from a numerically simulated flat-plate layer, *Near-Wall Turbulence, 1988 Zoran Zarić Memorial Conference* (1990), pp. 218–247, Hemisphere Publishing.
- Robinson, S. K., Coherent motions in the turbulent boundary layer, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 23 (1991), pp. 601–639.
- Rotta, J. C. (Ferri, A., Kuchemann, D. and Sterne, L. H. G. ed.), Turbulent boundary layers in incompressible flow, *Progress in Aeronautical Sciences*, Vol. 2 (1962), pp. 119–129, Pergamon Press.
- Rotta, J. C., 大流通雄訳, 乱流(1975), pp. 220–226, 岩波書店.
- Saltar, G. and Araya, G., Reynolds shear stress modeling in turbulent boundary layers subject to very strong favorable pressure gradient, *Computers and Fluids*, Vol. 202 (2020), DOI: 10.1016/j.compfluid.2020.104494
- Shah, M. K. and Tachie, M. F., PIV study of turbulent flow in asymmetric converging and diverging channels, *Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 130, Issue 1 (2008), DOI: 10.1115/1.2829590.
- Spalart, P. R., Numerical study of sink-flow boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 172 (1986), pp. 307–328.

- Spalart, P. R., Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $R_\theta = 1410$, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 187 (1988), pp. 61–98.
- Stefes, B. and Fernholz, H.-H., The influence of high free-stream turbulence and a favourable pressure gradient on an incompressible axisymmetric turbulent boundary layer, *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, Vol. 24 (2005) pp. 167–187.
- Talamelli, A., Fornaciari, N., Westin, K. J. A. and Alfredsson, P. H., Experimental investigation of streaky structures in a relaminarizing boundary layer, *Journal of Turbulence*, Vol. 3 (2002), DOI: 10.1088/1468-5248/3/1/018.
- Tennekes, H. and Lumley, J. L., *A First Course in Turbulence* (1972), p. 257, The MIT Press.
- Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flow* (1956), pp. 229–230, Cambridge University Press.
- Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flow*, 2nd Edition, (1976), pp. 262–268, Cambridge University Press.
- Warnack, D. and Fernholz, H. H., The effects of a favourable pressure gradient and of the Reynolds number on an incompressible axisymmetric turbulent boundary layer. Part 2. The boundary layer with relaminarization, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 359 (1998), pp. 357–381.
- 山下新太郎, 井上吉弘, 林本秀夫, リブレット面に沿う壁面噴流に関する実験的研究 (壁面近傍の乱流構造の変化), *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 61, No. 588 (1995), pp. 2849–2855.
- Yuan, J. and Piomelli, U., Numerical simulations of sink-flow boundary layers over rough surfaces, *Physics of Fluids*, Vol. 26, Issue 1 (2014), DOI: 10.1063/1.4862672.

References

- Araya, G., Castillo, L. and Hussain, F., The log behaviour of the Reynolds shear stress in accelerating turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 775 (2015), pp. 189–200.
- Bader, P., Pschernig, M., Sanz, W., Woisetschläger, J., Heitmeir, F., Meile, W. and Brenn, G., Experimental investigation of boundary layer relaminarization in accelerated flow, *Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 140, Issue 8 (2018), 081201.
- Badri Narayanan, M. A. and Ramjee, V., On the criteria for reverse transition in a two-dimensional boundary layer flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 35, Part 2 (1969), pp. 225–241.
- Batchelor, G. K., *An Introduction to Fluid Dynamics*, (1967), pp. 294–302, Cambridge University Press.
- Blackwelder, R. F. and Kovasznay, L. S. G., Large-scale motion of a turbulent boundary layer during relaminarization, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 53, Part 1 (1972), pp. 61–83.
- Bourassa, C. and Thomas, F. O., An experimental investigation of a highly accelerated turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 634 (2009), pp. 359–404.
- Bourassa, C., Thomas, F. O. and Nelson, R., Experimental investigation of turbulent boundary layer relaminarization with application to high-lift systems: preliminary results, *AIAA Paper*, No. 2000-4017 (2000).
- Cal, R. B. and Castillo, L., Similarity analysis of favorable pressure gradient turbulent boundary layers with eventual quasilaminarization, *Physics of Fluids*, Vol. 20, No. 10 (2008), DOI: 10.1063/1.2991433.
- Clauser, F. H. (Dryden, H. L., von Karman, T. ed.), *The turbulent boundary layer*, *Advances in Applied Mechanics*, Vol. 4 (1956), pp. 1–51, Academic Press.
- Dixit, S. A. and Ramesh, O. N., Pressure-gradient-dependent logarithmic laws in sink flow turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 615 (2008), pp. 445–475.
- Dixit, S. A. and Ramesh, O. N., Large-scale structures in turbulent and reverse-transitional sink flow boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 649 (2010), pp. 233–273.
- Dixit, S. A. and Ramesh, O. N., On the k_1^{-1} scaling in sink-flow turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 737 (2013), pp. 329–348.
- Escudier, M. P., Abdel-Hameed, A., Johnson, M. W. and Sutcliffe, C. J., Laminarisation and re-transition of a turbulent boundary layer subjected to favourable pressure gradient, *Experiments in Fluids*, Vol. 25 (1998), pp. 491–502.
- Falco, R. E., Combined simultaneous flow visualization/hot-wire anemometry for the study of turbulent flows, *Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 102, Issue 2 (1980), pp. 174–182.
- Gersten, K. and Rocklage, B. (Schnerr, G. H., Bohning, R., Frank, W. and Bühler, K. ed.), Self-similar solutions for two-dimensional slender-channel flows, *Fluid- and Gasdynamics, Acta Mechanica book series 4* (1994), pp. 325–334, Springer.

- Hamel, G., Spiralförmige Bewegungen zäher Flüssigkeiten, Jahresbericht der Deutschen Mathematiker-Vereinigung, Vol. 25, (1917), pp. 34–60.
- Head, M. R. and Bandyopadhyay, P., New aspects of turbulent boundary-layer structure, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 107 (1981), pp. 297–338.
- Herring, H. J. and Norbury, J. F., Some experiments on equilibrium turbulent boundary layers in favourable pressure gradients, Journal of Fluid Mechanics, Volume 27, No. 3 (1967), pp. 541–549.
- Hikita, Y., Suzuki, H., Kameda, T. and Mochizuki, S., An experimental study on the equilibrium boundary layer subjected to favourable pressure gradient (Effect of pressure gradient on law of the wall), Transactions of the JSME (in Japanese), Vol. 87, No. 894 (2021), DOI: 10.1299/transjsme.20-00394.
- Hinze, J. O., Turbulence, 2nd Edition, (1975), pp. 668–680, McGraw-Hill.
- Ichimiya, M., Nakase, Y., Fukutomi, J., Yamana, K. and Fukunaga, M., Structure of a turbulence wedge developed from a single roughness element on a flat plate, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 59, No. 557 (1993), pp. 129–136 (in Japanese).
- Ichimiya, M., Nakase, Y., Fukutomi, J. and Fujii, S., Properties in a relaminarizing turbulent boundary layer under a favorable pressure gradient, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 61, No. 584 (1995), pp. 1264–1271 (in Japanese).
- Ichimiya, M., Nakase, Y., Nakamura, I., Yamashita, S., Fukutomi, J. and Yoshikawa, M., Properties of a relaminarizing turbulent boundary layer under a favorable pressure gradient (Analysis of bursting structure with VITA technique), Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 62, No. 594 (1996), pp. 483–490 (in Japanese).
- Ichimiya, M., Nakamura, I. and Yamashita, S., Properties of a relaminarizing turbulent boundary layer under a favorable pressure gradient, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 17 (1998), pp. 37–48.
- Jeffery, G. B., The two-dimensional steady motion of a viscous fluid, Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 6, Vol. 29, Issue 172 (1915), pp. 455–465.
- Jones, W. P. and Launder, B. E., Some properties of sink-flow turbulent boundary layers, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 56, Part 2 (1972), pp. 337–351.
- Jones, M. B., Marusic, I. and Perry, A. E., Evolution and structure of sink-flow turbulent boundary layers, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 428 (2001), pp. 1–27.
- Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Runstadler, P. W., The structure of turbulent boundary layers, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 30, No. 4 (1967), pp. 741–773.
- Kobayashi, T., Jeffery-Hamel's flows in the plane, Journal of Mathematical Sciences, the University of Tokyo, Vol. 21, No. 1 (2014), pp. 61–77.
- Kovaszny, L. S. G., Kibens, V. and Blackwelder, R. F., Large-scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 41 (1970), pp. 283–325.
- Launder, B. E. and Jones, W. P., Sink flow turbulent boundary layers, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 38, Part 4 (1969), pp. 817–831.
- Lee, M. J., Kim, J. and Moin, P., Structure of turbulence at high shear rate, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 216 (1990), pp. 561–583.
- Lee, C. and Jiang, X., Flow structures in transitional and turbulent boundary layers, Physics of Fluids Vol. 31, Issue 11 (2019), DOI: 10.1063/1.5121810.
- Lienhard, V. J. H., Heat transfer in flat-plate boundary layers: A correlation for laminar, transitional, and turbulent flow, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, Vol. 142, Issue 6 (2020), DOI: 10.1115/1.4046795.
- Lu, S. S. and Willmarth, W. W., Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 60, No. 3 (1973), pp. 481–511.
- Mayle, R. E., The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines, Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 113, Issue 4 (1991), pp. 509–536.
- McEligot, D. M. and Eckelmann, H., Laterally converging duct flows. Part 3. Mean turbulence structure in the viscous layer, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 549 (2006), pp. 25–59.
- Mukund, R., Viswanath, P. R., Narasimha, R., Prabhu, A. and Crouch, J. D., Relaminarization in highly favourable pressure gradients on a convex surface, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 566 (2006), pp. 97–115.
- Okamoto, H., Mathematical Analysis of the Navier-Stokes Equations (2009), pp. 84–88, University of Tokyo Press (in Japanese).

- Österlund, J. M., Lindgren, B. and Johansson, A. V., Flow structures in zero pressure gradient turbulent boundary layers at high Reynolds numbers, *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, Vol. 22, No. 4 (2003), pp. 379–390.
- Patwardhan, S. S. and Ramesh, O. N., On exactly self-similar turbulent boundary layers and single-layer scaling, *Physics of Fluids*, Vol. 33, Issue 5 (2021), DOI: 10.1063/5.0044530.
- Perry, A. E., Marusic, I. and Jones, M. B., On the streamwise evolution of turbulent boundary layers in arbitrary pressure gradients, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 461 (2002), pp. 61–91.
- Piomelli, U., Balaras, E. and Pascarelli, A., Turbulent structures in accelerating boundary layers, *Journal of Turbulence*, Vol. 1 (2000), DOI: 10.1088/1468-5248/1/1/001.
- Piomelli, U. and Yuan, J., Numerical simulations of spatially developing, accelerating boundary layers, *Physics of Fluids*, Vol. 25, Issue 10 (2013), DOI: 10.1063/1.4825033.
- Ranjan, R. and Narasimha, R., An assessment of the two-layer quasi-laminar theory of relaminarization through recent high-Re accelerated turbulent boundary layer experiments, *Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 139, Issue 11 (2017), DOI: 10.1115/1.4037059.
- Robinson, S. K., Kline, S. J. and Spalart, P. R. (Kline, S. J. and Afgan, N. H. ed.), Quasi-coherent structures in the turbulent boundary layer: Part II. verification and new information from a numerically simulated flat-plate layer, *Near-Wall Turbulence, 1988 Zoran Zarić Memorial Conference* (1990), pp. 218–247, Hemisphere Publishing.
- Robinson, S. K., Coherent motions in the turbulent boundary layer, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 23 (1991), pp. 601–639.
- Rotta, J. C. (Ferri, A., Kuchemann, D. and Sterne, L. H. G. ed.), Turbulent boundary layers in incompressible flow, *Progress in Aeronautical Sciences*, Vol. 2 (1962), pp. 119–129, Pergamon Press.
- Rotta, J. C., (Ooji, M. translated), *Turbulent Flows*, (1975), pp. 220–226, Iwanami Shoten, Publishers (in Japanese).
- Saltar, G. and Araya, G., Reynolds shear stress modeling in turbulent boundary layers subject to very strong favorable pressure gradient, *Computers and Fluids*, Vol. 202 (2020), DOI: 10.1016/j.compfluid.2020.104494
- Shah, M. K. and Tachie, M. F., PIV study of turbulent flow in asymmetric converging and diverging channels, *Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 130, Issue 1 (2008), DOI: 10.1115/1.2829590.
- Spalart, P. R., Numerical study of sink-flow boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 172 (1986), pp. 307–328.
- Spalart, P. R., Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\theta = 1410$, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 187 (1988), pp. 61–98.
- Stefes, B. and Fernholz, H.-H., The influence of high free-stream turbulence and a favourable pressure gradient on an incompressible axisymmetric turbulent boundary layer, *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, Vol. 24 (2005) pp. 167–187.
- Talamelli, A., Fornaciari, N., Westin, K. J. A. and Alfredsson, P. H., Experimental investigation of streaky structures in a relaminarizing boundary layer, *Journal of Turbulence*, Vol. 3 (2002), DOI: 10.1088/1468-5248/3/1/018.
- Tennekes, H. and Lumley, J. L., *A First Course in Turbulence* (1972), p. 257, The MIT Press.
- Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flow* (1956), pp. 229–230, Cambridge University Press.
- Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flow*, 2nd Edition, (1976), pp. 262–268, Cambridge University Press.
- Warnack, D. and Fernholz, H. H., The effects of a favourable pressure gradient and of the Reynolds number on an incompressible axisymmetric turbulent boundary layer. Part 2. The boundary layer with relaminarization, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 359 (1998), pp. 357–381.
- Yamashita, S., Inoue, Y. and Hayashimoto, H., An experimental study on the wall jet over a riblet surface (Modification of turbulent structure near the wall), *Transactions of the JSME (in Japanese)*, Vol. 61, No. 588 (1995), pp. 2849–2855.
- Yuan, J. and Piomelli, U., Numerical simulations of sink-flow boundary layers over rough surfaces, *Physics of Fluids*, Vol. 26, Issue 1 (2014), DOI: 10.1063/1.4862672.