

[共同研究成果]

2次元キャビティが及ぼす後退平板境界層の乱流遷移過程への影響

新開 壮希¹・中川 皓介¹・塚原 隆裕²

1: 東京理科大学大学院 創域理工学研究科 機械航空宇宙工学専攻

2: 東京理科大学 創域理工学部 機械航空宇宙工学科

航空分野では後退翼表面の乱流摩擦抵抗を抑制する層流翼の実用化が長年の課題であり、その鍵となるのは乱流遷移位置の正確な把握と予測である。本研究は後退平板境界層における2次元キャビティの影響を直接数値シミュレーション(DNS)により調査し、乱流遷移の特性解明を目的とする。先行の研究により主流乱れや孤立粗さ要素が遷移過程に与える影響は明らかにされてきたが、BFS(後方段差)とFFS(前方段差)を組み合わせたキャビティに関する詳細な知見は不足している。本研究では、キャビティの深さ、幅、位置による乱流遷移への影響変化を調べ、深いキャビティは即座の乱流誘起を、幅広の浅いキャビティは遷移遅延をもたらすことを見出した。

1. 序論

航空分野の研究開発は今日まで飛躍的な進歩を遂げてきているが、後退翼表面の乱流摩擦抵抗の発生抑制、いわゆる層流翼の実用化は長年の課題であり、現在も多くの研究が続けられている。実用化が実現すれば、航空機の流動抵抗と燃料消費は桁違いに低減されるために、その経済効果は多大なるものと期待できる。そのためにも層流翼設計および風洞実験検証をするうえで、乱流遷移位置の正確な把握と予測が肝要である。本研究は、後退翼前縁を模擬する後退平板境界層を対象に、その遷移過程(後述の横流れ不安定を介した乱流遷移)の特性解明を目的としている。本報では、非滑面の一例として2次元キャビティを取り上げ、その非滑面性(不連続性)が後退平板境界層に与える影響を直接数値シミュレーション(DNS)により調査し、結果を報告する。

当研究は前報^[1]の発展的課題に取り組むものであり、背景および関連研究は前報と共通するところが多い。前報^[1]では、後退平板境界層外の主流が含む乱れに注目しており、その乱れが及ぼす乱流遷移過程および臨界粗さ高さの変化を明らかにした。元来、主流乱れの強度に応じて乱流遷移が変化する事実は報告されていたのだが^[2-4]、さらに主流乱れのピーク波長に対する依存性にも注目したことで曖昧であった臨界条件と遷移過程を、より明確に分析および分類することができた。この主流乱れと孤立円柱粗さに関する研究の詳細は、原著論文^[5,6]を参照されたい。さて、孤立円柱のような孤立粗さ要素を用いることは典型的試験方法の1つであるが、実機表面には様々な粗さ形状が存在することは想像に難くない。いかに表面仕上げを施した翼面であっても、飛行中の塵や虫の付着(それらは孤立粗さで表現し得るものであるが)、着氷、または構造上の繋ぎ目や段差も粗さ要因となる。その不連続な段差は、壁面上の流れを不安定化させて乱流遷移を引き起こす要因にもなり得る。Lanzerstorfer & Kuhlmann^[7]の3次元線形安定性解析によれば、前方段差(FFS: forward-facing step)のリフトアップ効果が、強い剪断流の下で壁面垂直方向に流体を持ち上げ、強い擾乱を生成する。さらに、臨界状態(乱流遷移位置が滑面の場合よりも前進した状態)のFFSでは、リフトアップ効果によりステップ上部に高速・低速ストリーク構造が現れ、同箇所の基本流減速とも複合して不安定化がもたらされ、フィードバック的擾乱維持機構が形成される。これは、2次元境界層(横流れ無し)の場合である。一方で、3次元境界層内においては、Tufts^[8]がFFSと後方段差(BFS: backward-facing step)のそれぞれを調査し、低いBFSでは流れの安定化が報告されている。3次元境界層では、横流れ速度分布の変曲点を起源として、横流れ渦が発生し、それが成長して二次不安定性を伴いつつ乱流状態に崩壊するのであるが、その横流れ渦の振幅をBFSが減少させるのである。高いBFSでは、やはり不安定化をもたらすようで、横流れ渦に似た進行波がスパン方向波数間の非線形相互作用を誘引し二次不安定を誘起する。また、FFS流れでは、ステップに向かって流入する横流れ渦の振幅とFFSの高さの関係が重要である。横流れ

渦の回転方向と、FFS 麓の 2 次渦の流れ方向が一致し、ステップ付近の速度を増加させる条件で不安定性が増幅されると報告されている。Eppink et al.^[9]は実験的に調査し、定常横流れ渦の振幅を増加させると BFS 下流で流れが局所不安定化することを発見した。また、FFS のステップ下流では定常横流れ渦が成長—減衰—再成長を経ることが確認されている^[10]。Rius-Vidales & Kotsonis^[11]も FFS が定常横流れ渦に与える影響を解析し、実験同様に下流で成長—減衰—再成長の挙動が確認された。このとき、横流れ渦は FFS 直前、ステップ近傍、ステップ後方で三度偏向する「Outboard-Inboard-Outboard」の挙動を示す。この挙動は、リフトアップ効果による非モード的成長に起因するものと考えられている。Casacuberta et al.^[12]も、FFS 近傍で基本流流線の偏向を確認し、ステップ高さによって最不安定波長の振幅成長に差が生じることも示された。Reynolds–Orr 方程式を用いたエネルギー交換の解析では、最不安定波長の振幅が FFS 下流で減衰し、流れ場が安定化することが確認されている。しかしながら、FFS は横流れ渦に依存しない局所的な変曲点型の不安定化を引き起こすことも示唆されている。

以上のように、BFS/FFS ステップ流れに関する知見は近年多く得られてきたが、BFS と FFS を組み合わせた 2 次元キャビティについては、その 3 次元境界層（後退平板境界層）に与える影響は未だ解明されていない。境界層内に BFS と FFS が存在すると、それぞれが圧力変動を引き起こすため、2つのステップ間距離によっては各部流れが相互に影響し得るものと予想される。よって本研究では、キャビティ流れの遷移過程が BFS と FFS の 2つのステップ流れの単純な足し合わせとなり得るか、あるいは相互作用を生じるのかを調査する。僅かなキャビティ隙間であれば流れも鈍感ではあるが、そもそも境界層が薄く（後退翼前縁近傍では μm スケールの厚さ）、同オーダーの隙間でも致命的である。よって、DNS による厳密な影響評価が必須である。また先行研究で報告されているように、流れの安定化効果についても流れ制御の観点で興味深い現象であるため、DNS によりその詳細を解明していくことが本研究目的の一つである。

2. 計算手法

本研究の計算対象は、横流れ不安定が支配的となる後退翼前縁付近の流れ場を平板により模擬した、いわゆる後退平板境界層である。その基本流の再現に、Falkner–Skan–Cooke (FSC) 相似解を採用した。計算対象の概略を図 1 に示す。座標系は、コード（翼弦）方向を x 、スパン方向を y 、壁面垂直方向を z としている。計算領域の流入面 ($x=0$) における主流の方向は、 x 軸に対して φ_0 だけ傾いており、境界層外の主流速度コード方向成分 U_∞ が同方向に加速する系 ($U_\infty = U_0 x^m$) となっている。ここで、 $m=0.34207$ と $\varphi_0=55.3^\circ$ は、いずれも先行研究^[13–15]の値と統一させている。スパン方向には、境界層速度 $V_\infty = V_0$ で一定として、周期境界条件を課すことで一様性を仮定している。流入面から十分に下流の位置 x_{BFS} に BFS が、さらに x_{FFS} に FFS があり、したがってスパン方向に一定形状の 2 次元キャビティを設置している。キャビティは、深さ k_z と幅 k_w の矩形（直方体）である。

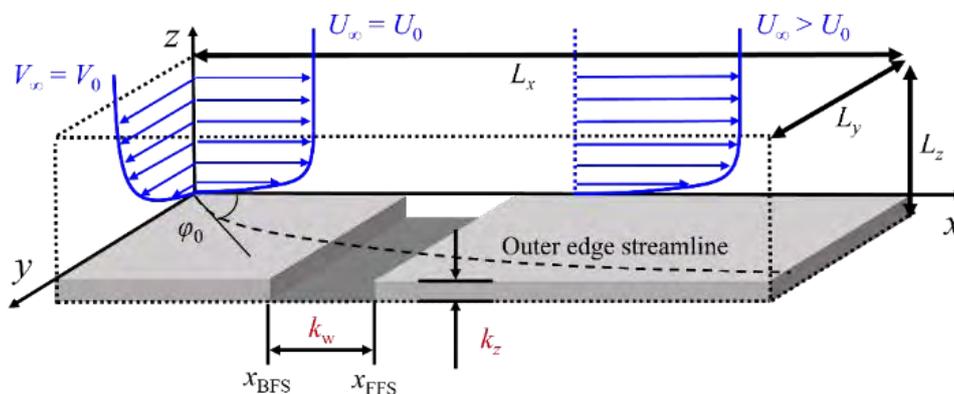


図 1 解析対象と各部寸法.

流体の速度 \mathbf{u} と圧力 p に関する支配方程式は、非圧縮性ニュートン流体の連続の式

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

および Navier-Stokes 方程式

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{\text{Re}_0} \nabla^2 \mathbf{u}. \quad (2)$$

である．式(2)のレイノルズ数 Re_0 は、流入部遠方コード方向速度 U_0 及び流入部排除厚さ δ_0^* で定義され、本研究における全ての計算条件において $\text{Re}_0 = 337.9$ に統一されている．また、 U_0 及び δ_0^* は無次元化にも用いる．

空間的離散化にはコード方向とスパン方向に4次精度中心差分、壁面垂直方向に2次精度中心差分を用いている．時間積分には、粘性項の壁面垂直方向成分に Crank-Nicolson 法を、その他の項については Adams-Bashforth 法を採用している．境界条件は、流入境界に FSC 相似解、流出条件に対流流出、壁面に滑り無し条件、そして壁面垂直方向遠方に FSC 相似解としている．キャビティ部以外の固体壁領域を境界埋込法により表現することで、キャビティを設けている．

数値安定のため、流出境界には速度場を基本流 (FSC 相似解) に漸近させるFRINGE領域を設けている．計算領域 (および格子点数) は、 $402.24\delta_0^* \times 100.56\delta_0^* \times 100\delta_0^*$ ($2048 \times 512 \times (30 \times (k_z/\delta_0^*) + 120)$) または $804.48\delta_0^* \times 25.14\delta_0^* \times 100\delta_0^*$ ($4096 \times 128 \times (30 \times (k_z/\delta_0^*) + 120)$) とした．ここで、スパン方向計算領域サイズを $25.14\delta_0^*$ としたが、これは同条件における線形安定性解析により最不安定波長 (スパン方向波長) と同値である．領域サイズと格子条件は先行研究^[5]と一致させており、壁面近傍の乱流微小渦を十分に捉えることができる解像度である．また、キャビティの深さ方向には、深さ δ_0^* に対して 30 メッシュの等分割格子とした．

本計算の実行には、主に東北大学サイバーサイエンスセンター所有のスーパーコンピュータ群 AOBA を利用した．ベクトル型計算機である SX-Aurora TSUBASA を活用し、1 ノード計算ではあるが、OpenMP 並列とベクトル化を課した自作 Fortran コードにより実行している．当コードは前報^[1]で用いたものとおおよそ同じであり、プログラム性能等はそちらを参考にされたい．

3. 結果

キャビティの深さ k_z/δ_0^* 、幅 k_x/δ_0^* 、位置 (x_{BFS} , x_{FFS}) が定在横流れ渦の遷移過程に及ぼす影響について調べ、その結果を報告する．ここで、定在横流れ渦とは、孤立粗面などをきっかけとして最不安定波長の攪乱が誘起され、横流れ渦に成長するものを指す．当然ながら、粗面粗さ要素は空間的に定在するため、それに起因する横流れ渦も時間的な変化が殆どない (二次不安定から非定常性を呈する)．本計算では、孤立粗面ではなく、仮想的な弱い定在攪乱により、定在横流れ渦を誘起した．

図 2 は、キャビティ深さと幅の影響を調査した結果である．スパン方向 (y 方向) には物理的に一様な条件を課したため、当該方向の任意位置で流れの可視化をしている．図の横方向 (コード方向) の下流に向かって、主流の加速が確認できる．それに伴い、壁面付近では波が徐々に渦を巻くように成長する変動が、周期的に発生している．これが横流れ渦であり、渦自体はコード方向に対して傾いた主流と同方向を向いていることに注意されたい．横流れ渦は、最不安定波長の一定間隔でスパン方向に並ぶため、図 2 の可視化でもコード方向に一定間隔で横流れ渦が定在しているように見られる．滑面の場合でも、同様の結果が確認されている^[15]．図 2(a, b)によれば、 $k_z/\delta_0^* = 1.0$ の浅いキャビティは、境界層および横流れ渦に有意な影響を与えていないことが確認できる．キャビティ内部には再循環領域が発生している．3次元境界層流れにおいて、BFS 下流に生じる再循環領域長さはステップ高さの 10-12 倍である^[8]．この再循環領域の終わりに FFS が存

在していれば **d-type roughness**, 存在しなければ **k-type roughness** と区別できる. 図 2 からは判別し難いが, 実際に図 2(b, d)は **k-type roughness** であったため, **BSF** 下流に生じる再循環領域の長さやキャビティ幅の関係から, キャビティ内部の流れ構造を判断できる. 図 2(b)では, 流れが両ステップで乱されることなく流れ去り, 遷移位置は滑面状態と差がない. 一方で, 図 2(d)の深いキャビティにおいては, 流れが **BFS** ではなく離してキャビティ底部に再付着した後, **FFS** 周辺で乱れが誘起され, 即座に乱流遷移に至っている. **BFS** と **FFS** がそれぞれ単一で流れ場に存在していた場合, 乱流遷移を引き起こす臨界ステップ高さは, **FFS** のほうが小さい傾向^[8]と矛盾しない. 図 2(c)は **d-type roughness** の特徴 (流れはキャビティ内部に入り込むことなく通過) が出ている. しかしながら, 流れがキャビティを越えると非定常変動が増幅し, 横流れ渦の成長と飽和を経ることなく急激に乱流へ遷移する. 以上より, キャビティ内の流れ構造に依らず, ある深さを超えると, キャビティ部から非定常変動が誘起されて急激な乱流遷移を起こすことが明らかとなった.

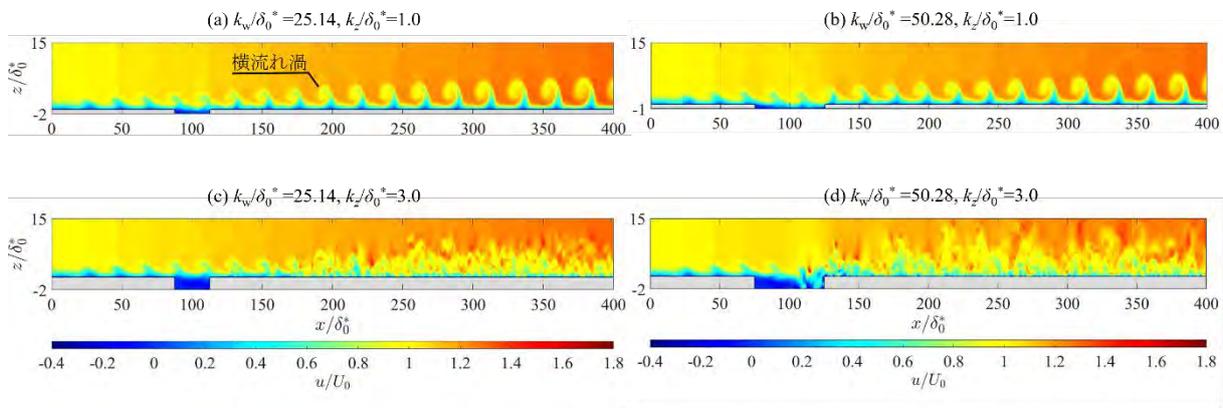


図 2 任意 x - z 面におけるコード方向速度 u/U_0 の瞬時場. 横軸がコード方向座標 (x) で, 縦軸が壁垂直方向座標 (主たる壁面が $z=0$) であり, 流入部排除厚さ δ_0^* で無次元化されている. キャビティ中心は $(x_{\text{BFS}} + x_{\text{FFS}})/2 = 100\delta_0^*$ にあり, キャビティ深さ k_z または幅 k_w が異なる 4 ケースを比較している. 灰色領域は固体壁を表す. フリンジ領域は可視化領域に含まれていない.

次に, キャビティ幅 k_w が遷移過程に及ぼす影響について議論し, 横流れ渦の飽和および乱流遷移位置について報告する. キャビティ部から流れが乱流に遷移しない, 滑面を含む 4 ケースを比較する. これらの結果は, 横流れ渦が崩壊する位置よりも上流においては, 全て定常流れである. 図 3 には 4 ケースの瞬時の流れ場を示している. 滑面の場合には, $x_s/\delta_0^* = 290$ で横流れ渦の成長が止まり, その後に二次不安定を起こして, $x_{\text{tr}}/\delta_0^* = 509$ で乱流へと遷移する (横流れ渦の定在が確認できなくなる). これに対して, キャビティを有する 3 ケースでは, x_s と x_{tr} がともに下流へとシフトしている. つまりは, キャビティの存在により乱流遷移の遅延が起きている. 特に, 図 3(d)における遷移遅延は有意なものと言える. 詳細は割愛するが, 大幅な飽和位置の遅延の原因は, 流れが **FFS** を越える際の流線の偏向により生じる渦構造の変化であると考えられる.

図 3 で示された乱流遷移の遅延について, キャビティ位置に対する依存性を調査した. キャビティ深さと幅は変えずに, キャビティ開始位置 x_{BFS} を $200\delta_0^*$ だけ下流にシフトさせた結果を図 4 に示す. キャビティ付近では滑面と比べて殆ど変化はなく, また横流れ渦の崩壊位置も有意な変化は見られない. 図 3(d)で見られた乱流遷移の遅延は, キャビティ位置によっては損なわれることが分かる. つまりは, 定在横流れ渦のキャビティに対する敏感性は, その成長過程によって変化することが判明した.

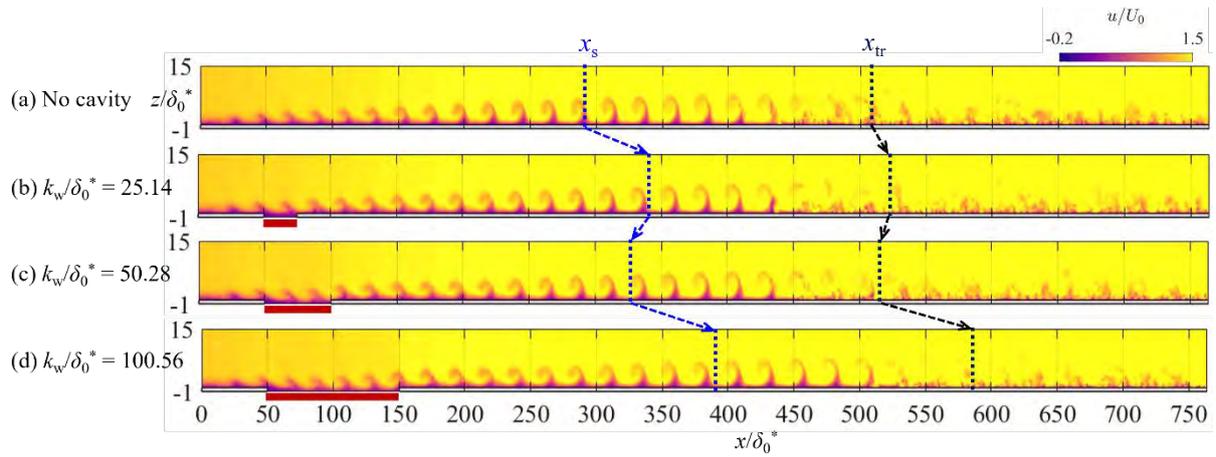


図3 任意 x - z 面におけるコード方向速度 u/U_0 の瞬時場. (a) 滑面の場合. (b-d) $k_z/\delta_0^* = 1.0$ のキャビティ前縁は固定 ($x_{\text{BFS}}/\delta_0^* = 50$) で, キャビティ深さ k_w が異なる3ケースを比較. 見易さのため, キャビティ部分に赤線を, 横流れ渦成長の飽和位置 x_s と乱流遷移位置 x_{tr} を点線で示す.

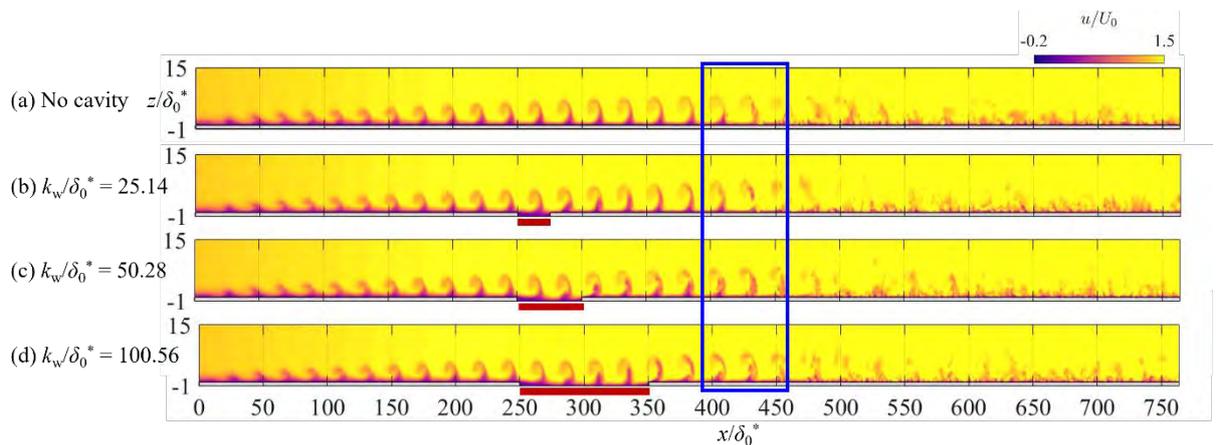


図4 図3と同様. ただし, キャビティ前縁は $x_{\text{BFS}}/\delta_0^* = 250$ に固定.

4. 結論

本研究では, 2次元キャビティを越える後退平板境界層の流れの不安定性, 特に定在横流れ渦の成長と崩壊の遅延について, 直接数値シミュレーション (DNS) により調査した. キャビティの深さ, 幅, 位置に対する影響の依存性を調べ, 深いキャビティは即座の乱流誘起を, 幅広の浅いキャビティは遷移遅延をもたらすことを見出した.

謝辞

本研究は, 東北大学サイバーサイエンスセンターのスーパーコンピュータ AOBA (SX-Aurora TSUBASA) を利用することで実現することができた. また, 研究にあたっては同センター関係各位に有益なご指導とご協力をいただいた. 第二著者 (中川) は JST 次世代研究者挑戦的研究プログラム JPMJSP2151 の支援を受けたものである.

参考文献

- [1] 中川皓介, 塚原隆裕, “後退平板境界層における横流れ渦と主流乱れの相互作用による乱流遷移の直接数値解析”, 東北大学サイバーサイエンスセンター大規模科学計算システム広報 SENAC, Vol. 56, No. 4, pp. 64–73 (2023).
- [2] R.S. Downs and E.B. White, “Free-stream turbulence and the development of cross-flow disturbances,” *J. Fluid Mech.* 735, 347–380 (2013).
- [3] J. Serpieri and M. Kotsonis, “Three-dimensional organisation of primary and secondary crossflow instability,” *J. Fluid Mech.* 799, 200–245 (2016).
- [4] L. De Vincentiis, D. Henningson and A. Hanifi, “Transition in an infinite swept-wing boundary layer subject to surface roughness and free-stream turbulence,” *J. Fluid Mech.* 931, A24 (2022).
- [5] K. Nakagawa, T. Ishida, and T. Tsukahara, “Effects of freestream turbulence on the secondary instability of the roughness-induced crossflow vortex in swept flat plate boundary layers,” *Int. J. Heat & Fluid Flow*, 102, 109161 (2023).
- [6] K. Nakagawa, T. Ishida, and T. Tsukahara, “Changes in the transition process of roughness-induced crossflow vortices due to freestream turbulence,” *Flow, Turbulence & Comb.*, in Press (2025).
- [7] D. Lanzerstorfer and H.C. Kuhlmann, “Three-dimensional instability of the flow over a forward-facing step,” *J. Fluid Mech.* 695, 390–404 (2012).
- [8] M.W. Tufts, Computational Investigation of Sensitivity of the Crossflow Instability to Two-Dimensional Surface Imperfections, Ph.D. Thesis, Texas A & M University (2015).
- [9] J.L. Eppink, R.W. Wlezien, R.A. King, and M. Choudhari, “Interaction of a backward-facing step and crossflow instabilities in boundary-layer transition,” *AIAA J.* 56 (2), 497–509 (2018).
- [10] J.L. Eppink, “Mechanisms of stationary cross-flow instability growth and breakdown induced by forward-facing steps,” *J. Fluid Mech.* 897, A15 (2020).
- [11] A.F. Rius-Vidales and M. Kotsonis, “Impact of a forward-facing step on the development of crossflow instability,” *J. Fluid Mech.* 924, A34 (2021).
- [12] J. Casacuberta, S. Hickel, S. Westerbeek, and M. Kotsonis, “Direct numerical simulation of interaction between a stationary crossflow instability and forward-facing steps,” *J. Fluid Mech.* 943, A46 (2022).
- [13] M. Högberg and D.S. Henningson, “Secondary instability of cross-flow vortices in Falkner–Skan–Cooke boundary layers,” *J. Fluid Mech.* 368, 339–357 (1998).
- [14] M. Brynjell–Rahkola, N. Shahriari, P. Schlatter, A. Hanifi and D.S. Henningson, “Stability and sensitivity of a cross-flow-dominated Falkner–Skan–Cooke boundary layer with discrete surface roughness,” *J. Fluid Mech.* 826, 830–850 (2017).
- [15] T. Ishida, T. Tsukahara and N. Tokugawa, “Parameter effects of spanwise-arrayed cylindrical roughness elements on transition in the Falkner–Skan–Cooke boundary layer,” *Trans. Japan Soc. Aeronautical and Space Sciences*, 65(2), 84–94 (2022).