

有限幅平板間に発達する蛇行流れの構造の数値解析による検討

Numerical simulation of meandering flow structure development between finite-span parallel plates

○ 中出 孝次, 鉄道総研, 東京都国分寺市光町 2-8-38, E-mail : Nakade.Koji.27@rtri.or.jp
Koji NAKADE, Railway Technical Research Institute, 2-8-38 Hikari-cho Kokubunji-shi, Tokyo

Direct numerical simulation of low Reynolds number flow between finite-span parallel plates which is a simple model to simulate underbody flows of railway vehicles. The computational results showed that lateral velocity fluctuations were generated between finite-span parallel plates, which was similar to gap vortex streets. In the visualization of phase-averaged flow field, it was shown that the flow structure of the gap vortex streets. In addition, development of the flow structure in a streamwise direction was presented.

1. はじめに

鉄道車両のような細長い物体（新幹線 16 両編成で全長 400m）が地面近くを移動するという状況は、鉄道分野特有のものであり、それに付随する流体力学を把握することは重要である。特に車両床下には、床下機器、台車、輪軸、線路、バラスト（砂利）が存在し、複雑な流れが生じている。この車両床下流れが関係する主な課題として、車両下部から発生する空力騒音、台車部への着雪、バラスト飛散、空気抵抗などがあり、主として台車スケール以下の個々の物体形状に起因する流れの問題として、研究開発が進められている。

本研究では、鉄道車両周りに潜在的に存在すると考えられる大きなスケール（台車スケール以上）の流れに着目している。現在までに、4 両編成車両の床下流れの LES 解析および風洞実験が行われ、車両床下には左右方向に蛇行する流れが発生することが示された⁽¹⁾。そして、トンネル走行時には、この蛇行流れがトンネル壁に近接する側の車体側面にまで広がること、また、この車体側面に広がった蛇行流れに伴う圧力変動の発生は、トンネル走行時の車両に生じる変動空気力に関係することが示された⁽²⁾。

このような鉄道車両床下の蛇行流れに類似の流体力学現象の研究としては、Gap vortex instability, Gap vortex streets と呼ばれている研究が考えられる。これらの研究のレビューが文献⁽³⁾に詳しく紹介されている。また、最近の研究例としては、偏心二重円筒の実験⁽⁴⁾⁽⁵⁾およびその安定性解析がある⁽⁶⁾。

本研究の対象は、既往研究で検討されていない、走行する車両の床下流れを想定した、クエット流とその周りの一様流との干渉で形成される Gap vortex streets となる。このような流れの詳細を解明するためのシンプルモデルのひとつとして、無限平板付近を移動する有限平板の流れを対象とした研究を行った。まず、研究の第一段階として前報⁽⁷⁾において、蛇行流れのピーク周波数および変動の大きさについてのパラメータスタディ（有限平板に設置する凹凸高さ、凹凸間隔、凹凸位置などの影響の検討）を行った。本研究では、平板間に形成される蛇行流れの構造およびその発達を明らかにすることを目的とする。低レイノルズ数 DNS によって得られた平板間に形成される蛇行流れの可視化および特性量について示す。

2. 解析方法

2.1 計算モデル

計算対象は、凹凸を有する有限平板が無限平板付近を移動するとき生じる流れである（図 1）。これは、鉄道車両の床下流れを想定し、車体底面を凹凸を有する有限平板、地面を無限平板と単純化した計算モデルである。計算は、移動する有限平板に固定した移動座標系で行う。主流方向を x 方向、左右方向（平板に平行方向）を y 方向、鉛直方向（平板に垂直方向）を z 方向とする。座標原点は、有限平板の左右方向中心の上流端で無限平板上にとる。 x, y, z 方向の速度をそれぞれ u, v, w とする。代表長さを平板間隔 H 、代表速度を有限平板の移動速度 U とし、

これらに基づくレイノルズ数は $Re = UH/\nu$ を 10,000 である。ここで、 ν は動粘性係数である。本論文で示す物理量は、特にことわりがない限り、これらの代表スケールで無次元化したものとする。有限幅平板の下面に設置する凹凸は図 1 に示すリブでモデル化（リブの主流方向長さ： $0.5H$ 、リブの高さ： $0.2H$ 、リブの個数：120）する。

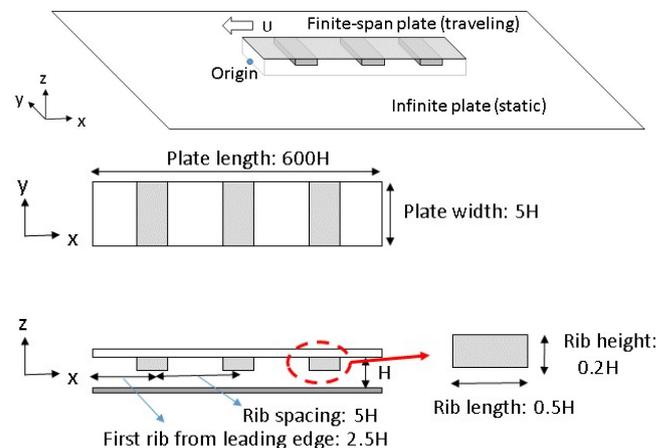


Fig. 1: Finite-span parallel plates model

2.2 数値計算

基礎式は非圧縮性流体のナビエ・ストークスの式とした。基礎式を差分法で離散化し数値計算を行った⁽⁸⁾。速度と圧力のカップリングはフラクショナル・ステップ法を用いた。時間進行は三次精度のアダムス・バッシュフォース法を、空間差分は二次精度の中心差分法を用いた。なお、乱流解析は乱流モデルを用いない直接シミュレーションとした。

計算領域 ($-20 \leq x/H \leq 620, -100 \leq y/H \leq 100, 0 \leq z/H \leq 20$) および有限平板を図 2 に示す。計算格子は、平板付近の計算格子を密とする不等間隔直交格子とした。計算格子数は、(x 方向, y 方向, z 方向) = (6272, 880, 150) とし、合計約 8.3 億格子点とした。平板間における計算格子分布は、 x, y 方向を $\Delta x = 0.1H, \Delta y = 0.05H$ の等間隔格子、 z 方向を $\Delta z = 0.0025H \sim 0.025H$ の不等間隔格子とした。主流方向の垂直断面上の計算格子を図 3 に示す。

参考として、別途実施した有限平板の凹凸なし・有限平板静止の条件の計算結果⁽⁷⁾を用い、平板間の最小格子間隔を壁座標に換算すると、 $\Delta x^+ = 29.7, \Delta y^+ = 14.9, \Delta z^+ = 0.7$ であった。また、無限平板の摩擦速度と平板間隔の半値に基づくレイノルズ数は、 $Re_\tau = 149$ であった。

境界条件は、 x_{min}, z_{min} で速度 U に固定、 x_{max} で対流流出条件、 $y_{min}, y_{max}, z_{max}$ ですべり境界条件、有限平板表面は速度ゼロのすべりなし境界条件とした。時間進行における時間刻みは $\Delta t = 2 \times 10^{-3} H/U$ とした。

初期値を一様流 U とし、流れ場が統計的定常状態と考えられた時間 $t = 1000H/U$ まで時間進行した。統計量の算出は $t=1000 \sim 4000 H/U$ で実施した。

数値計算は、鉄道総研のスーパーコンピュータ (CRAY 製, XC50) で 3584 並列計算により実施し、 $t=4000 H/U$ までの計算には約 80 時間を要した。

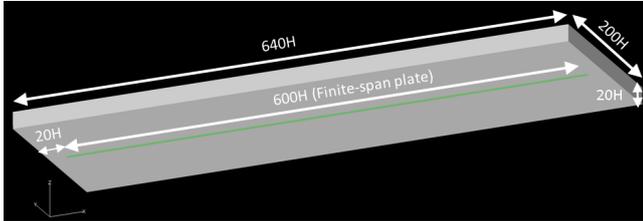


Fig. 2: Computational domain

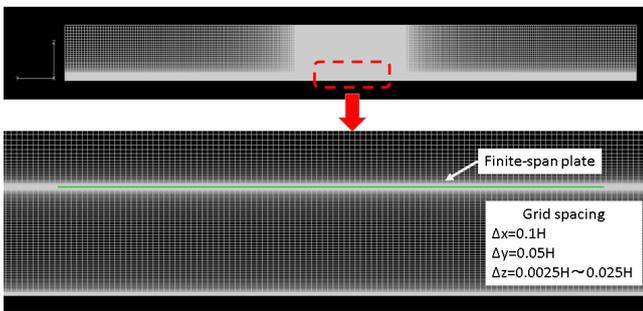


Fig. 3: Computational grid ($y-z$ plane)

3. 計算結果と考察

3.1 蛇行流れの様子

本節では、蛇行流れの概要を示す。

瞬時 ($t = 4000H/U$), $z = 0.5H$ (平板間の中心高さ) における、速度の大きさのコンターを図 4 に示す。図中には薄いグレーで有限平板を示す。なお、この図では、波長の長い蛇行流れの観察を容易にするために、 x 方向と y 方向のスケール比を変更していることに注意する (x 方向は y 方向の 1/10)。低速領域 (青色) に注目すると、左右方向に蛇行する流れが形成されていることがわかる。この蛇行流れは、 $x = 100H$ ぐらいから認められ、 $x = 200H$ ぐらいにわたって、蛇行流れの波長が大きくなり、それ以降は蛇行流れの波長はあまり変化しない様子がわかる。

図 4 に示す流れ場について、 $y = 0$ の位置の左右方向流速 v を抽出した波形を図 5 に示す。左右流速変動が、 $x = 80H$ ぐらいから発生し、下流にいくに従い波長が大きくなる様子がわかる。また、流速変動の振幅は 0.15U 程度である。

蛇行流れの時間変化として、 $x = 300H, y = 0, z = 0.5H$ における左右方向流速 v の時系列波形を図 6 に示す。空間方向の変化 (図 5) と同様に、時間方向の変化においても、ある特定の周波数付近で変動する様子がわかる。

3.2 蛇行流れの構造

本節では、 $x = 300H$ 付近に形成される蛇行流れの構造について述べる。

蛇行流れの変動に同期して流れ場を位相平均し、蛇行流れの構造を調べた。位相平均の方法は、 $v(x = 300H, y = 0, z = 0.5H)$ の時系列波形で最大値を観測した流れ場を抽出し、それらを平均化することにより行った。位相平均を行う時間範囲を $t = 1500H/U$ から $t = 2500H/U$ と

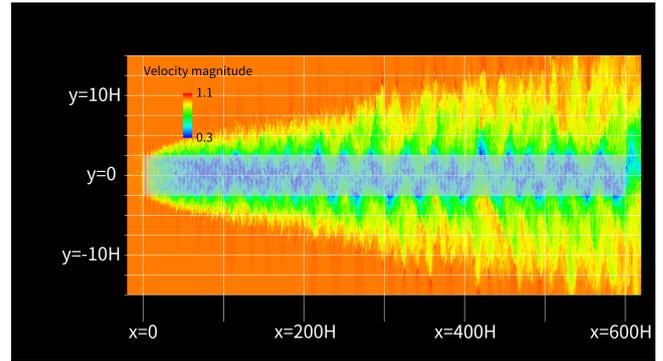


Fig. 4: Contour of velocity magnitude ($z = 0.5H$, $t = 4000H/U$)

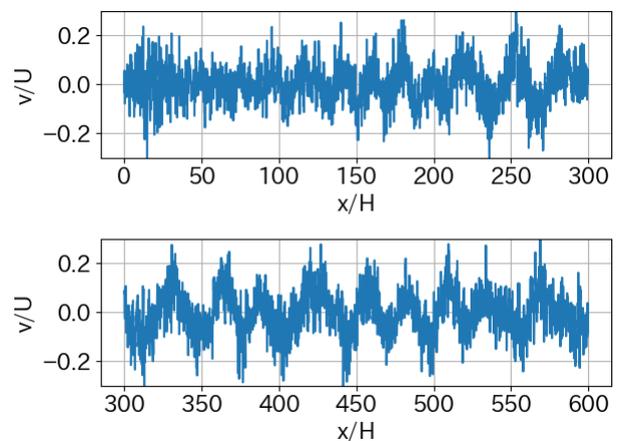


Fig. 5: $v(x)$ ($y = 0, z = 0.5H, t = 4000H/U$)

し、最大値が不明瞭なデータを除外したところ、位相平均に用いる瞬時流れ場のデータ数は 17 となった。

位相平均流れ場の可視化を図 7 に示す。図中の半透明のグレーは平板を示す。ここで可視化している流れ場は主流方向の移流速度 $u_c = 0.6U$ を引いたものとした。この u_c の値は次節で示すが、渦列の移流速度である。図 7 では、速度ベクトル (v の変動量 v' の大きいで色付け) と流線を示している。なお、可視化の視点は平板の上方向とり、平板の上から下を見下ろしている (z の負の方向)。

色付きの速度ベクトルを観察すると、上流から下流に向かって、赤色 (v' が大) と青色 (v' が小) が交互に出現することがわかる。そして、 $v(x = 300H, y = 0)$ の最大値を基準とした位相平均に対応し、 $x = 300H$ では赤色の領域となる。

流線は、2 種類の方法 (2 次元流線と 3 次元流線) で描

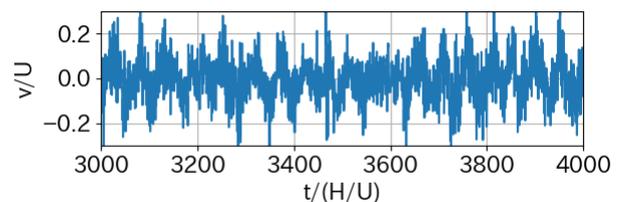


Fig. 6: $v(t)$ ($y = 0, z = 0.5H, x = 300H$)

画した。流線を描画するためのシードの設定位置は、平板端部 ($y = -2.5H, z = 0.5H$), ($y = 2.5H, z = 0.5H$), 平板中央部 ($y = 0, z = 0.5H$) の 3 列とした。図 7 (上) は $z = 0.5H$ 平面上の 2 次元流線を示す。 $x = 300H$ 付近に注目すると、反時計回りの渦 (中心: $x = 288H, y = -2.5H$) と時計回りの渦 (中心: $x = 303H, y = 2.5H$) が観察される。渦の中心位置はいずれも平板端部 ($y = \pm 2.5H$) にあることがわかる。また、渦列の波長 λ は $30H$ 程度と読み取れる。ここで、2 次元流線において渦を巻く始点付近 (例えば、 $x = 290 \sim 300H, y = -2.6H$ 付近) では、流線が途切れているが、これは、3 次元的な流れの流入が生じているためである。これを確認するために、3 次元流線を描画したものが図 7 (下) である。流線を描画するシード設定は 2 次元流線と同一のまま、速度ベクトルの逆方向に積分して流れを上流に遡った結果を描画した。図 7(下) の 3 次元流線より、平板間の渦には、平板の上方 (z 方向) から流れが流入することがわかった。

平板の上方から平板間の渦への流れの流入をさらに観察するために、 $x = 295H$ 断面の位相平均流れ場の速度ベクトルを図 8 に示す。色付けは v' の大きさでおこなった。 $y = -2.5H, z = 1.0H$ 付近 (平板の幅方向端部) で平板の上方から下方に巻き込む流れの存在が確認できる。

時間平均流れ場 ($x = 300H$) の速度ベクトル (圧力で色付け) を図 9 に示す。平板の両端部で上面から下面に向かう二次流れが確認できる。この平板端部における強い渦は、上で示した、平板間の渦列への流入によるものと考えられる。二次流れの速度ベクトルの大きさを調べたところ、 v の最大値は $0.08U$ であり、平板端部の上面で生じ、また、 w の最小値は $-0.05U$ であり、平板端部の左右で生じた。この上方からの平板間の渦列への流れの流入は、平板間の渦列の発達と関連する可能性がある。

主流方向速度の時間平均流れ場 ($x = 300H$) のコンターを図 10 に示す。流れの低速領域の広がりを観察すると、上下方向よりも左右方向へ大きく広がることがわかる (図 4 も参照)。つまり、蛇行流れによって、左右方向への混合が促進される。

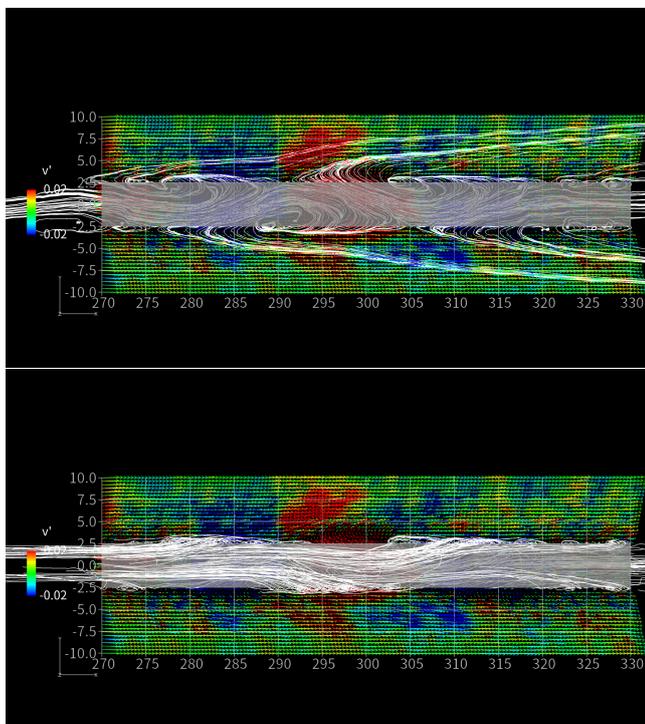


Fig. 7: Phase-averaged flow field ($z = 0.5H$) (upper:2D streamline, lower:3D stream line (upstream direction))

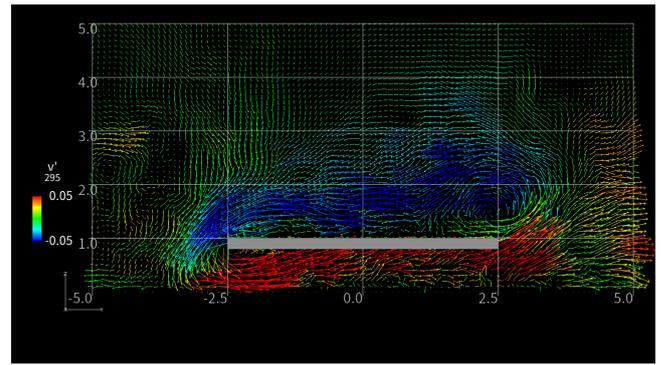


Fig. 8: Phase-averaged flow field ($x = 295H$)(velocity vector)

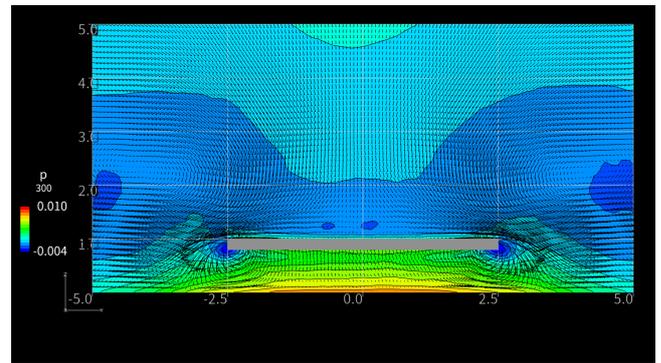


Fig. 9: Time-averaged flow field ($x = 300H$) (velocity vector and pressure contour)

3.3 蛇行流れ構造の発達

本節では、蛇行流れ構造の主流方向への変化について述べる。

まず、前節と同様に、位相平均流れ場で渦列を可視化した。 $x = 100H$, $x = 300H$ (前節の再掲), $x = 500H$ の位相平均流れ場の速度ベクトル (v' で色付け)、二次元流線を図 11 に示す。ここでも、流れ場からは渦列の移流速度 $u_c = 0.6$ を減じている。なお、位相平均に用いた瞬時流れのデータ数は $10(x = 100H), 13(x = 500H)$ である。渦の中心位置に注目すると、いずれの渦列も平板端部 ($y = \pm 2.5H$) に渦中心が存在することがわかる。渦列の波長に注目すると、上流から下流にむかって、波長が大きくなる様子が観察される。

次に、蛇行流れの発達に関する特性量を以下にまとめる。

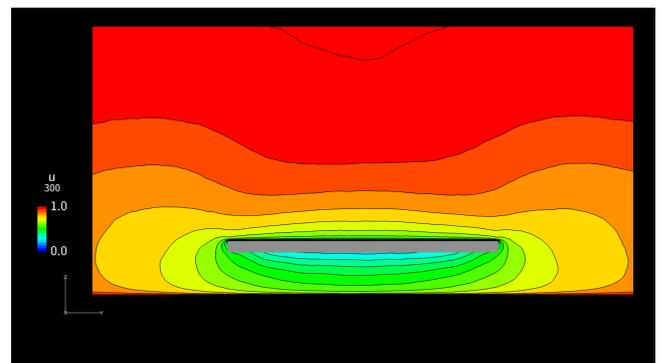


Fig. 10: Time-averaged flow field ($x = 300H$) (u)

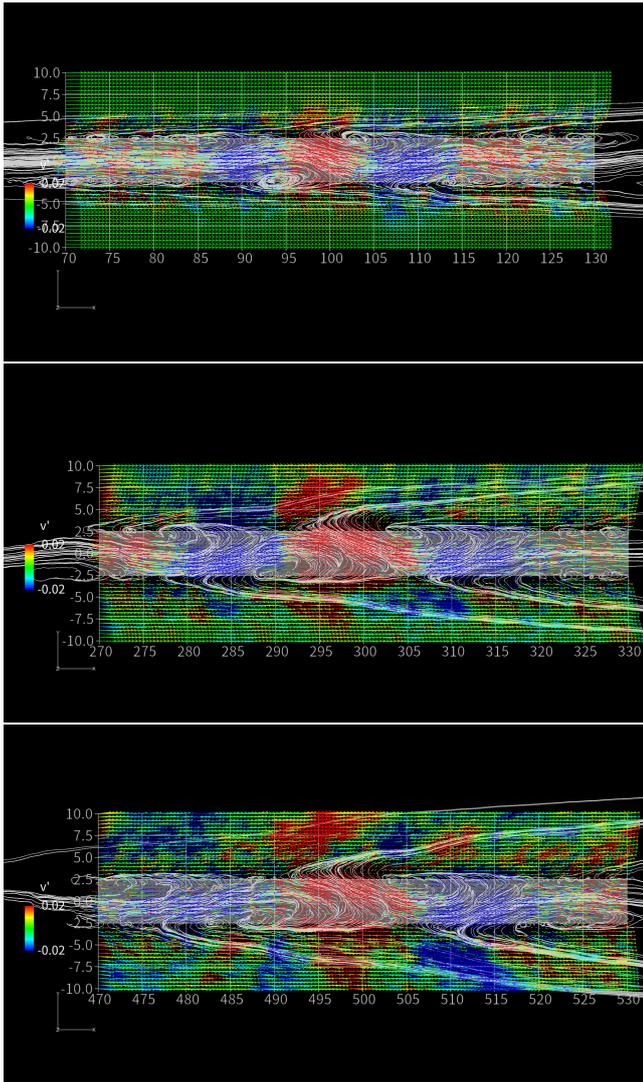


Fig. 11: Phase-averaged flow field ($x = 100H$, $x = 300H$, $x = 500H$)(2D streamline)

蛇行流れの周波数特性の x 方向変化を調べるために、 $v(y = 0, z = 0.5H)$ のパワースペクトル密度関数を $x = 50H$ 刻みで計算した結果を図 12 に示す。 x の増加に対して、ピーク周波数は小さくなり、変動の振幅は大きくなる。ただし、これらの変化は下流側にいくほど小さくなり、 $x = 400H$ 以降ではあまり変化しない。

$v(y = 0, z = 0.5H)$ のピーク周波数 f_{peak} の x 方向変化を図 13 に示す。ここで、ピーク周波数は図 12 の PSD から読み取ることも可能だが、周波数刻みが粗いため、 $v(y = 0, z = 0.5H)$ の各 x 位置での時系列データの自己相関関数によりピーク周波数を算出することにした。なお、 $x = 80H$ 以下の領域は、明瞭な蛇行流れが見られない領域であり、相関関数の極値も不明瞭となっていることに注意する。 $x = 100H$ から $x = 400H$ ぐらいまで、ピーク周波数は減少し、その後、ほぼ一定になることがわかった。

渦列の移流速度 u_c の x 方向変化を図 14 に示す。参考として、時間平均 $u(y = 0, z = 0.5H)$ と $u(y = 2.5H, z = 0.5H)$ の値も合わせて示す。なお、ここに示す時間平均 u は、凹凸間隔で x 方向に平均化したものである。移流速度は、算出点近傍の上流側の $v(t)$ と下流側の $v(t)$ の相関関数により 2 点間の時間遅れを計算し、2 点間の距離から時間遅れを除することにより算出した。ここでも、

$x = 80H$ 以下の領域は、相関関数は不明瞭となっていることに注意する。移流速度 u_c は $x = 80H$ から $x = 600H$ まで、ほぼ一定となった。また、この移流速度は、渦列の中心が存在する位置 ($y = 2.5H, z = 0.5H$) の時間平均流速とほぼ等しいことが分かった。つまり、渦列の移流速度は、平板端で平板間隔の中心高さの時間平均速度で推定できることがわかった。これは、渦列の中心位置が平板端に拘束されているためである。なお、渦列の流線による可視化 (図 7, 図 11) の際には、この移流速度の値 ($u_c = 0.6U$) を用いた。

移流速度 u_c (図 13) とピーク周波数 f_{peak} (図 14) を用いて、渦列の波長 $\lambda = u_c / f_{peak}$ を算出した結果を図 15 に示す。 $x = 80H$ から $x = 400H$ 付近まで、ほぼ線形に λ が増加し、その後、変動をともなっているが平均的には一定の領域になっているようである。ここで算出された λ の値は図 7, 図 11 で可視化した渦列の波長に対応している。

参考までに、カルマン渦列との関係を考えてみる。もし、 $x = 80H$ の $f_{peak} = 0.04U/H$ (図 13)、 $\lambda = 17.5H$ (図 15) と読み取れたとすると、これらの無次元量を代表長さ H から代表長さ $5H$ (平板幅=渦列間隔) に変換すると、ストローハル数は 0.2 となり、渦列の波長は渦列間隔の 3.5 倍となる。これは、平行渦列の安定性理論から得られる値に一致する。つまり、まず、二次元的な平行渦列からスタートした蛇行流れは、三次元的に平板の上からの流れの流入とともに、左右方向に低速領域を広げ、渦列の波長が大きくなり、発達していくという、蛇行流れ発達のメカニズムが示唆される。

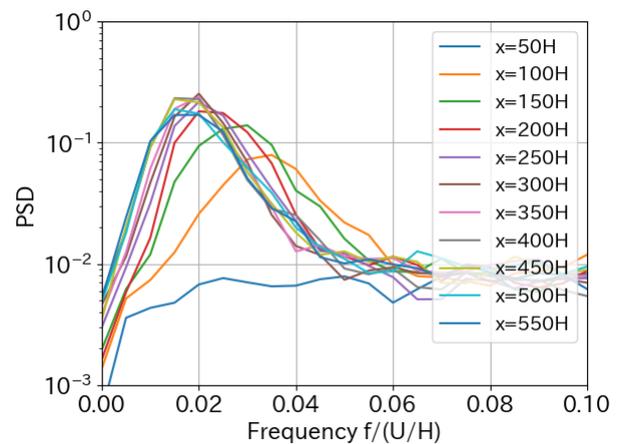


Fig. 12: Power spectrum density function (v)

渦列の特性 (u_c と λ) を決めるスケールについて検討する。速度スケールは、渦列の移流速度 u_c とほぼ等しい、平板端の高さ中心位置 ($y = 2.5H, z = 0.5H$) の流速と考えれば良い。長さスケールの候補としては、まず、左右方向への低速領域の広がり幅が考えられる。時間平均の主流方向速度分布 ($z = 0.5H$) の x 方向変化を図 16 に示す。ここで、例えば、 $u = 0.9U$ の y 方向長さを代表スケールに選択すると、 λ の変化 ($x = 400H$ まで増大し、その後は一定) に対応する可能性がある。他の候補としては、 $\partial u / \partial y$ の利用が考えられる。図 16 の u を y 方向に微分した結果を図 17 に示す。速度勾配の値は平板端部 ($y = \pm 2.5H$) で極値となり、変曲点となることがわかる。これは、渦列の中心位置が平板端部にあることに対応する。 $\partial u / \partial y$ の大きさ (位置: $y = 2.5H, z = 0.5H$) の x 方向変化を図 18 に示す。なお、ここに示す値は、凹凸間隔で x 方向に平均化している。 $\partial u / \partial y$ の大きさは、 $x = 400H$ 付近まで減少し、その後、一定となっている。これは、ピーク周波数 (図 13) の変化の傾向に対応し、 $u_c / (\partial u / \partial y)$ という長さスケールを導入することで、 λ を

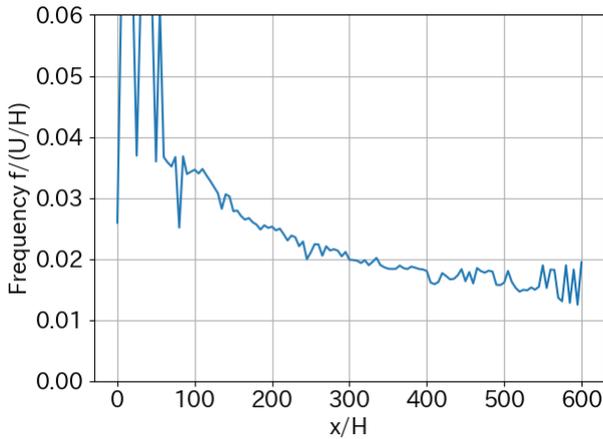


Fig. 13: Peak frequency f_{peak}

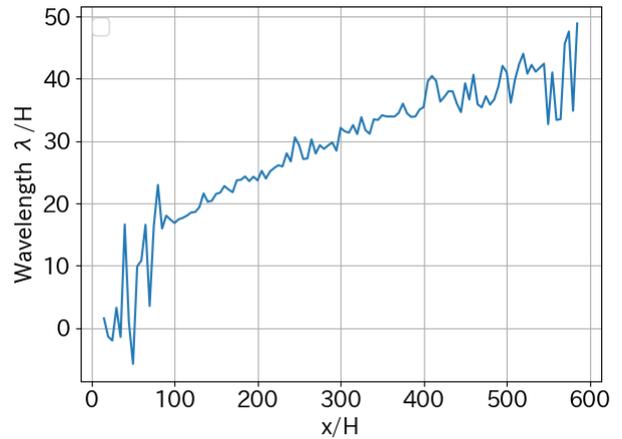


Fig. 15: Wavelength of vortex streets λ

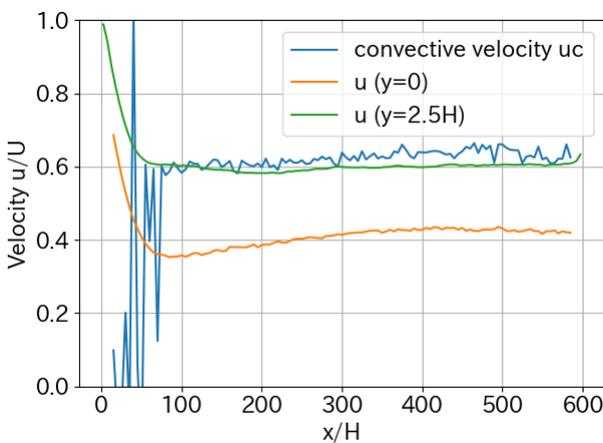


Fig. 14: Convective velocity of vortex streets u_c

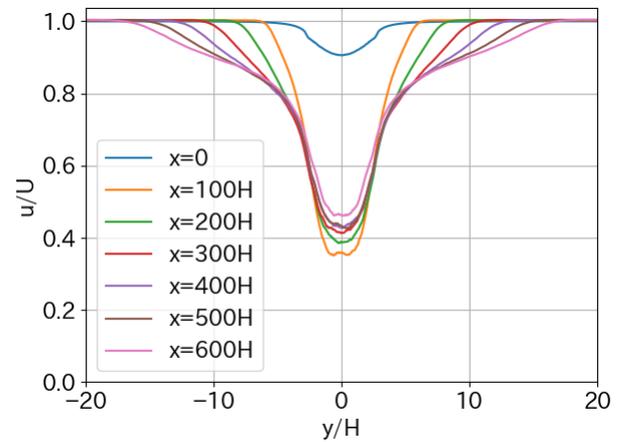


Fig. 16: $u(z = 0.5H)$

説明できる可能性がある。

平板の上面から平板間の渦列への流入量について検討する。図 9 の時間平均流れ場で示した、平板端付近の主流方向渦度の x 方向変化を図 19 に示す。ここに算出した渦度の位置は、複数断面の渦度の可視化から特定した渦の中心付近 ($y = 2.45H, z = 0.9H$) である。蛇行流れが発達する $x = 80H$ 付近から $x = 400H$ について、主流方向渦度が増加することがわかる。これは、蛇行流れの発達に伴い、平板上面から下面への流れの流入が大きくなっていくことを示唆している。蛇行流れの発達が顕著でなくなる $x = 400H$ 以降は、主流方向渦度は一定となり、平板上面から下面への流れの流入の増加はなくなると考えられる。これに関係する可能性がある現象として、車体側面下部にフィンを設置すると、蛇行流れが抑制される結果が風洞実験により示されている⁽⁹⁾。蛇行流れの発達と、渦列への流れの流入が関係する可能性が示唆される。

4. まとめ

凹凸を有する有限平板が無限平板付近を移動する状況について、低レイノルズ数流れの DNS を行い、平板間に形成される蛇行流れの構造および発達について、以下を明らかにした。

- ・ 平板間に形成される蛇行流れ（渦列）の渦中心位置は平板幅の端部にある。

- ・ 平板間の渦に向かって平板上面からの流れが平板間に流入し、渦を巻き、平板の外に流出する。
- ・ 時間平均流れ場における主流方向垂直断面の流れ（2次流れ）で顕著に観察される平板端部の主流方向渦は、平板間渦列への流れの流入に相当すると考えられる。
- ・ 平板間の渦列は、平板先端から平板幅の 16 倍程度の下流位置 ($x = 80H$) から平板幅の 80 倍程度の下流位置 ($x = 400H$) まで顕著に発達し、それ以降はあまり変化しない。
- ・ 渦列の発達において、渦列の移流速度はほぼ一定である（渦中心位置である平板幅端部の速度にほぼ等しい）。
- ・ 渦列の発達において、渦列の波長が増大し、それに伴って、左右流速変動のピーク周波数は減少する。
- ・ 渦列の発達において、平板間渦列の左右方向に低速領域が増大する（混合の促進）。
- ・ 渦列の発達において、平板幅端部付近の主流方向渦度が増大し、平板上面から平板間への流れの流入が顕著になる。

参考文献

- (1) 中出「鉄道車両床下流れの LES,」第 30 回数値流体力学シンポジウム, E08-3(2016).

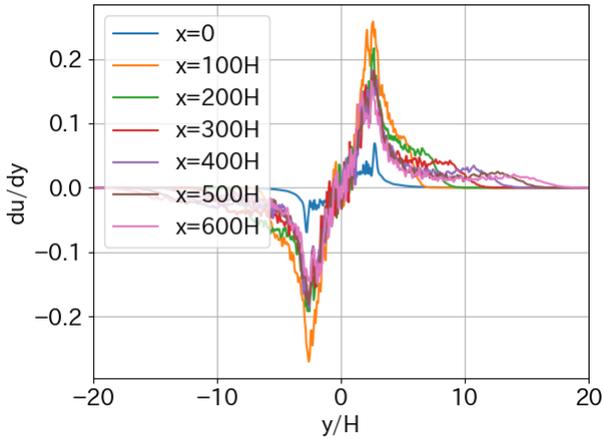


Fig. 17: $\partial u/\partial y(z = 0.5H)$

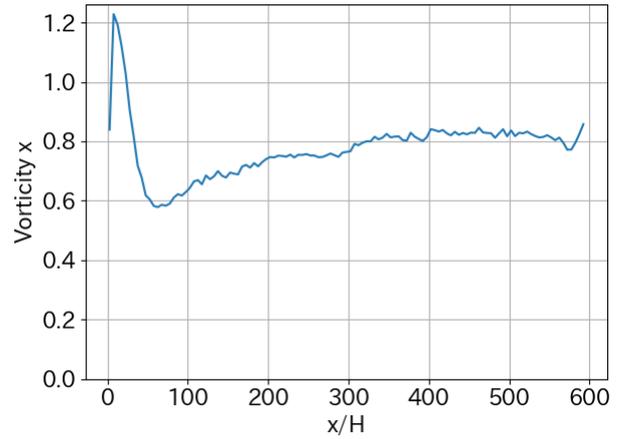


Fig. 19: Streamwise vorticity ($y = -2.45H, z = 0.9H$)

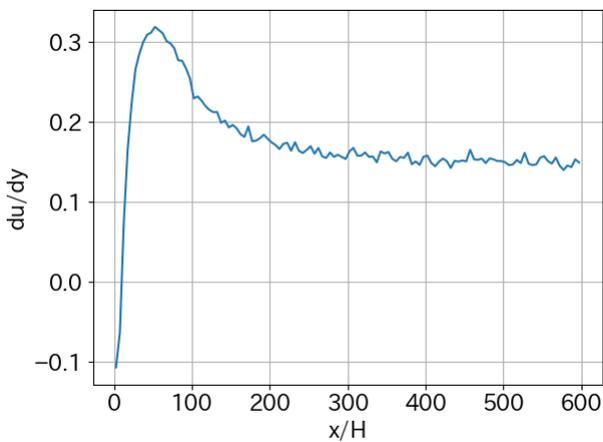


Fig. 18: $\partial u/\partial y(y = 2.5H, z = 0.5H)$

- (8) 梶島, “不等間隔格子に適合する対流項の差分法,” 日本機械学会論文集, 65-633, B (1999), pp.1607-1612.
- (9) 中出, 井門, “鉄道車両床下流れへの車体下部フィンの影響を調べる風洞実験,” 日本機械学会流体工学部門講演会, IS-24, 2019.

- (2) 中出, 佐久間 “トンネル内を走行する鉄道車両周りの流れの LES,” 日本流体力学会年会 2014.
- (3) Meyer, L. , “From discovery to recognition of periodic large scale vortices in rod bundles as source of natural mixing between subchannels - a review,” Nuclear Engineering and Design, 240 (2010), pp.1575-1588.
- (4) Choueiri, G. and Tavoularis, S. , “Experimental investigation of flow development and gap vortex street in an eccentric annular channel. Part 1. Overview of the flow structure,” J. Fluid Mech. 752 (2014), pp.521-542.
- (5) Choueiri, G. and Tavoularis, S. , “Experimental investigation of flow development and gap vortex street in an eccentric annular channel. Part 2. Effects of inlet conditions, diameter ratio, eccentricity and Reynolds number,” J. Fluid Mech. 768 (2015), pp.294-315.
- (6) Moradi, H. V. and Tavoularis, S. , “Flow instability in weakly eccentric annuli,” Physics of Fluids, 31 (2019), 044104:1-13.
- (7) 中出 “有限幅平板間に生成する蛇行流れの数値解析,” 日本流体力学会年会 2018.