

横風を受ける盛土上の流れの数値シミュレーション

中出 孝次* 鈴木 昌弘*

Numerical Simulation of Flow around an Embankment under Side Wind

Koji NAKADE Masahiro SUZUKI

This paper describes Large-Eddy Simulations of flow around an embankment within a turbulent boundary layer. The computational domain of the flow around the embankment needs an inflow boundary condition, which simulates the turbulent boundary layer. In order to realize the numerical simulation with the inflow turbulence, we performed two flow simulations simultaneously, one on the flow domain of the embankment and the other on the flow domain of the turbulent boundary layer, which is applicable to determine the inflow condition of the embankment. The numerical conditions were identical as the condition of the wind tunnel experiments exactly. We compared the simulation results with the results of the wind tunnel experiments, and consequently we achieved consistency. We have demonstrated and discussed the computed flow fields around the embankment.

キーワード：横風，数値シミュレーション，LES，盛土，乱流境界層，風速分布

1. はじめに

強風時の鉄道の安全・安定輸送を実現するためには、車両の横風に対する空力特性を把握することが必要である。現在までに、風洞実験により横風の空力特性の評価が行われているが、空力特性の予測精度のさらなる向上と現象に対する詳細な知見が求められている。ところで、近年の計算機性能向上および計算方法の発展によって、研究開発ツールとして数値シミュレーションの有効性が高まっている。数値シミュレーションは、風洞実験では困難な状況の模擬や非定常3次元流れ場の詳細なデータを取得するための手段として、将来的に有効な手法になると期待される。そこで、鉄道の横風問題においても数値シミュレーションの適用を進めることが望まれる。

鉄道車両の横風に対する空力特性は一般的に線路構造物の影響を受けることが知られている^(例えば1)が、その詳細を調べるためには、まず線路構造物により変化を受ける横風の風速分布を把握することが重要である。代表的な鉄道の線路構造物として盛土、橋梁、高架橋などが挙げられるが、まず、ここでは形状が最も単純なため計算が容易になること、また、接近流としての乱流境界層の影響が顕著になると考えられることにより、盛土を本研究の解析対象とした。現在までに、盛土上の流れは風洞実験による風速測定が行われている^(例えば2)が、実験に対する時間的制約のみならず測定治具の設置などの制約により、詳細な分布が把握できるほどの測定を実施することは難しい。盛土上の流れの数値解析に関する既往の研

究がある³⁾が、剥離流れなどの複雑流れの予測が難しい $k-\epsilon$ 乱流モデル（定常な乱流解析手法の代表的なものであり、計算機負荷が小さいという長所がある）が用いられていること、盛土への接近流が一様流であること、また、実験との比較が十分ではないと考えられることなどの問題点がある。本研究では、非定常乱流解析手法の代表的な手法であり精度の良い乱流モデルである LES（ラーゼ・エディ・シミュレーション）を採用するとともに、盛土に接近する自然風（乱流境界層）を流体の物理法則に基づく数値シミュレーションによって模擬し、さらに風洞実験をほぼそのまま再現することによって実験データによる詳細な検証を行った。

2. 計算方法

2.1 流れの数値計算法の概要

基礎方程式は、カーテシアン座標系 (x^i) の非圧縮性流体の基礎方程式（連続の式とナビエ・ストークスの式）を一般曲線座標系 (ξ^j) に座標変換し、空間フィルター（ ϕ へのフィルター操作を $\bar{\phi}$ で示す）を施して得られる以下の一般曲線座標系 LES 解析の式である。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi^k} (\overline{U^k}) &= 0 \\ \frac{\partial \overline{u^i}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^k} (\overline{U^k u^i}) \\ &= -\delta^{ij} A_j^k \frac{\partial \overline{p}}{\partial \xi^k} + \nu \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^k} \left(J G^{kl} \frac{\partial \overline{u^i}}{\partial \xi^l} \right) - \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^k} (J A_j^k \tau^{ij}) \end{aligned}$$

ここで、 u^i は速度（カーテシアン座標系の物理成分）、 t

* 環境工学研究部（空気力学）

特集：環境技術

は時間, $A_i^j = \frac{\partial \xi^j}{\partial x^i}$ は座標変換係数, $J = \frac{1}{|A_i^j|}$ は座標変換のヤコビアン, $p(=P/\rho)$ は(圧力) / (密度(定数)), ν は動粘性係数(定数), $G^{kl}(=\delta^{st} A_s^k A_t^l)$ は計量テンソル(δ^{st} はクロネッカーのデルタ記号), $U^k(=JA_s^k u^s)$ は一般曲線座標系の反変速度成分にヤコビアンを乗じたものである。また, $\tau_{ij} = \overline{u^i u^j} - \overline{u^i} \overline{u^j}$ はフィルターによって粗視化された流れにおける乱流粘性に相当し, その値は乱流モデルにより見積もられる。本研究では, 乱流モデルとしてダイナミック・スマゴリンスキーモデル^{4), 5)}を用いる。

基礎方程式に対して, コロケート格子に変数配置を行い, エネルギー保存性の良い高次精度差分スキームを用いた⁶⁾。空間微分は4次精度中心差分により離散化した。時間進行は, 対流項を3次精度アダムス・バッシュフォース法, 粘性項をクランク・ニコルソン法により離散化した。連続の式と圧力場のカップリングは, フラクショナル・ステップ法を用いた。なお, 対流項には計算安定化のために4階の数値粘性を付加した。

本研究で開発した流体解析プログラムでは, 大規模計算が可能となるように, MPIライブラリを用いた並列化を行っている。平行平板間乱流を解析対象に並列性能測定を実施した結果, 鉄道総研の計算機XT4(Cray製)による計算格子1,000万セル規模に対する約1,000並列の計算において, 99%以上の並列化率を確認した。

2.2 計算モデル

計算対象は, 1/4ベキ乗則の風速分布(文献⁷⁾)の自然風の分類における都市部の風に相当)を有する乱流境界層が流入する単線盛土上の流れである。ここで, 乱流境界層の代表風速 U (盛土高さの9倍の高さ位置の平均風速)と盛土高さ H で代表したときのレイノルズ数 UH/ν は400,000である。このレイノルズ数は, 以下の検証で用いる米原風洞実験^{2), 9)}(1/40縮尺スケール, 設定風速30m/s)と同一になるように設定した。以下の記述において, 単位を明示しない物理量は U と H で無次元化しているものとする。座標系は, 主流方向を x , 鉛直方向を y , 主流方向と鉛直方向に垂直な方向を z とする右手

系を設定した(図1)。 x, y, z 方向の速度成分をそれぞれ u, v, w とした。

盛土線路方向に対する乱流境界層の風向角は 90° (盛土に直角), $70^\circ, 50^\circ$ の3ケースとした。本計算では比較する実験データと条件を合わせるために, 米原風洞の密閉型測定部(3m×5m断面)と同一の流路を模擬し(地面・側壁・天井壁を模擬), その中に盛土を設置した。すなわち, 計算領域は, 盛土高さを H (米原風洞で使用した1/40スケール模型の寸法:0.2m)としたとき, x 方向に $50H, y$ 方向に $15H, z$ 方向に $25H$ とし, 盛土中心位置を上流境界面から $16H$ 下流側とした。

計算格子は, 計算領域を (x, y, z) 方向に(259, 70, 250)セルに分割した構造格子を用いた(合計セル数は約450万セル)。計算格子分布は盛土付近および地面付近が密になるようにした。なお, 3章で示す実験結果との比較により, 少なくとも平均速度成分の再現に関しては本計算格子の解像度は概ね妥当であると判断される。

境界条件は, 流入境界を乱流境界層を模擬した速度境界条件(詳細は本章3節), 側壁・地面を速度ゼロ, 鉛直上方境界を無次元速度1に固定, 流出境界を対流流出境界条件とした。

計算の実行は, 時間刻み0.002(クーラン数で0.1~0.2程度に相当)として, 無次元時間200まで計算を行った後, 無次元時間200~400の速度場の統計量を算出した(ここで代表時間は H/U)。なお, 無次元時間200までの計算で速度場は十分に統計的定常状態に達している。計算機は鉄道総研のXT4(Cray製)を用い, 500コアの並列計算を実施した。1ケース(無次元時間0~400)あたりの計算時間は, 経過時間で20時間程度であった。

計算領域, 盛土断面形状, 計算格子を図1, 図2, 図3にそれぞれ示す。ここで, 図1に示すように, 本報告の z 方向と線路方向は, 風向角 90° では一致するが, 風向角 $70^\circ, 50^\circ$ では異なる。また, 図2に示される盛土上の鉛直方向の3本のラインは, 3章で示す計算結果と風洞実験結果との比較を行った位置(盛土上流・盛土中心・盛土下流)を示している。

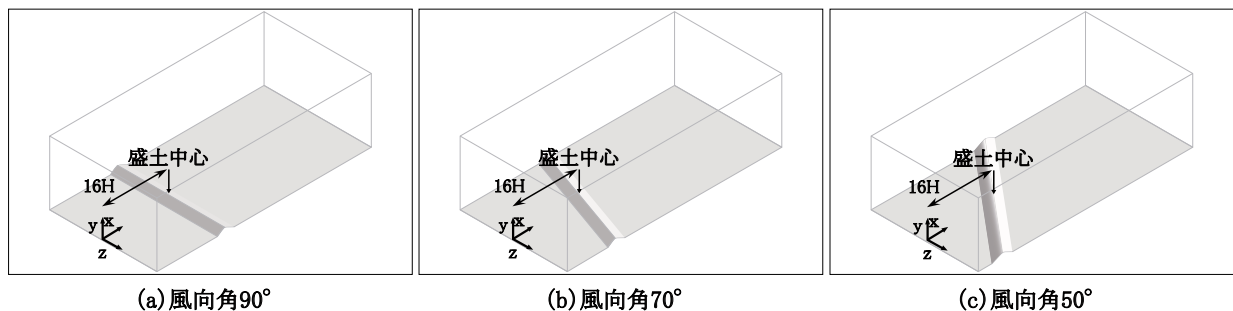


図1 盛土上流の計算領域

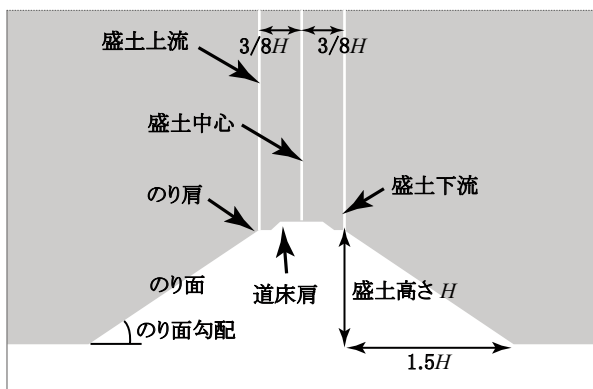


図2 盛土の断面形状 (実スケール：H=8m)

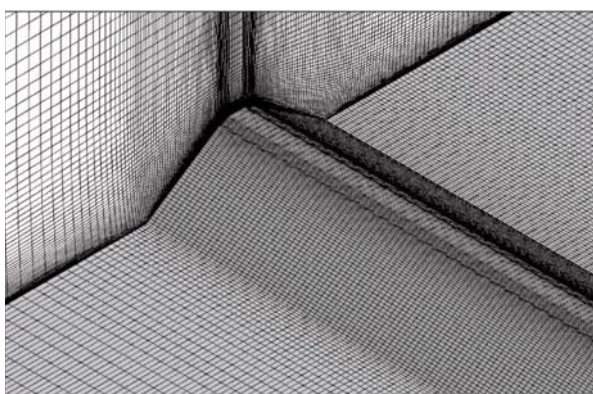


図3 盛土付近の計算格子 (風向角 90°)

2.3 乱流境界層の流入を模擬する方法の概要

横風の数値シミュレーションにおいては、より現実に近い流れ場を再現するために流入風として自然風を模擬する必要がある。本研究では図4に示す方法によって自然風(乱流境界層)が流入する状況を模擬した。つまり、盛土上流の計算と乱流境界層の計算を並行に実施して、乱流境界層のデータを逐次盛土上流の計算の流入境界条件に利用する方法である。ここで、乱流境界層の計算は文献⁸⁾で提案された計算負荷の小さい簡易的な方法を参考にした。つまり、図4に示す抽出面の速度変動成分を取り出し、それを流入面に再流入させるという方法を基本とし、これらの手順を繰り返すことによって乱流境界層を発達させた。

乱流境界層の計算領域は、盛土上流の計算領域と同じ、 x 方向に $50H$ 、 y 方向に $15H$ 、 z 方向に $25H$ とした。計算格子点数は、 x 方向に200セル、 y 方向に50セル、 z 方向に100セルとし、地面付近の格子間隔を密にした構造格子を用いた(合計で100万セル)。

盛土上流の流入境界条件に組み込む前に、乱流境界層のみの計算を行い(時間刻み0.01で無次元時間2,000までの計算)、乱流境界層の速度場が十分に発達し統計的定常状態に達することを確認した。この乱流境界層のみの計算に対する経過時間は、500コアの並列計算で約3時間程度となった。

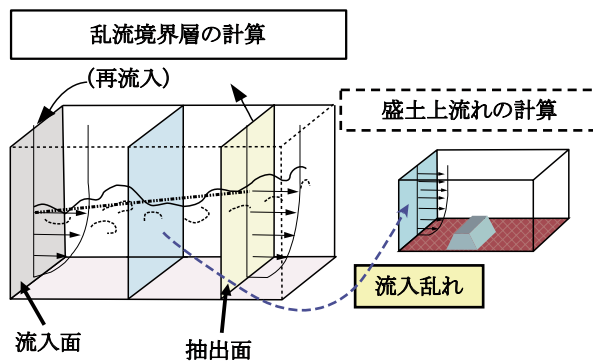


図4 乱流境界層の流入を模擬する方法

3. 計算結果と考察

3.1 流れの様子および風洞実験との比較

3.1.1 乱流境界層

流入する乱流境界層の計算結果として、瞬時の速度場の渦構造を図5に示す。ここで渦構造の可視化は速度勾配テンソルの第二不変量の等値面により行った。この量は非圧縮性流体では、 $\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} = \Omega_{ij} \Omega_{ij} - S_{ij} S_{ij} = \nabla^2 p$ (Ω_{ij} : 渦度テンソル, S_{ij} : 変形速度テンソル) となる。すなわち、 $\nabla^2 p$ は変形速度テンソルと渦度テンソルの大きさの大小関係を表現しており、渦構造を可視化する方法としてよく用いられている。図5より、計算によって得られた流れ場には組織的な渦構造が形成されていることが観察される。そして、この渦構造は時間とともに主流方向に流下するとともに生成・消滅が繰り返されることをシミュレーション結果の動画により確認した。

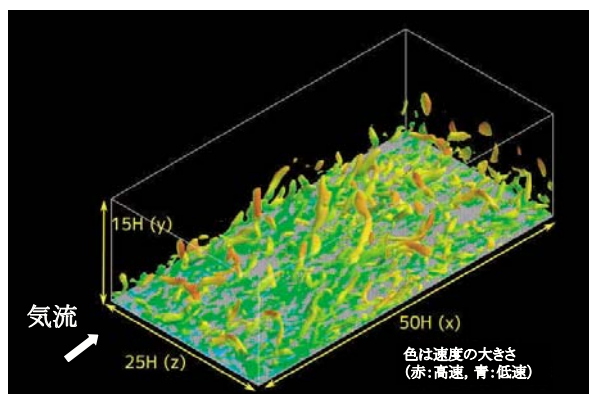


図5 乱流境界層の瞬時の渦構造 ($\nabla^2 p = 0.1$ の等値面)

乱流境界層の平均風速および変動風速について、風洞実験⁹⁾と比較した結果を図6に示す。平均風速は地面高さ $9H$ の風速値 U (風洞では30m/s)で無次元化し、変動風速は風速の標準偏差をその点の x 方向の平均風速で無次元化したものである。平均風速の計算結果と風洞実験結果との一致は良好である。また、変動風速の計算結果

特集：環境技術

は平均風速ほどは一致していないが、その傾向は十分捉えられている。

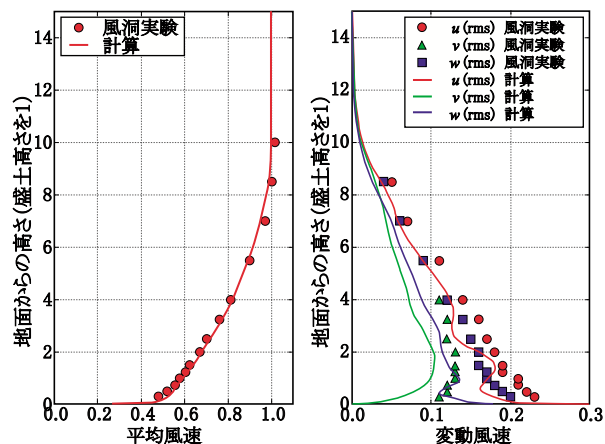


図6 乱流境界層の平均風速と変動風速

3.1.2 盛土上の流れ

瞬時の盛土上流れの様子（風向角 70° ）を図7，図8に示す。図7は、渦構造（ $\nabla^2 p = 1.0$ の等値面）であり、図5（ $\nabla^2 p = 0.1$ ）と比較して、盛土から強い渦が生成される様子が観察される。図5で示した乱流境界層の渦構造と同様に、計算結果の動画により、盛土上から渦構造の生成・消滅が非定常に観察された。図8は、 z 方向中心位置の z 軸垂直断面上の速度ベクトルである。乱流境界層の大きなスケールの乱れを含む流れが盛土に流入している様子が分かる（図8中のA）。また、盛土上の流れはのり肩もしくは道床肩から剥離し（B）、盛土の背後には逆流を含む渦領域が形成されていることが分かる（C）。

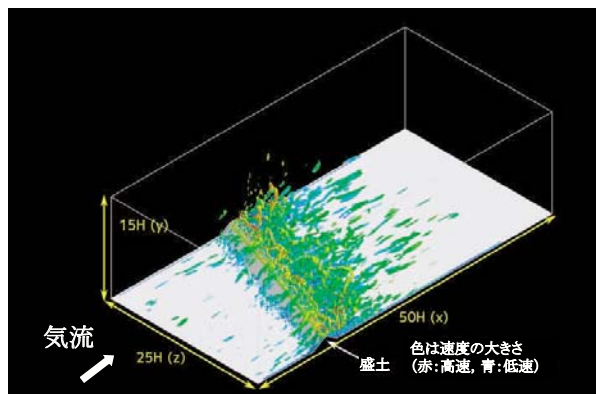


図7 盛土付近の瞬時の渦構造（ $\nabla^2 p = 1.0$ の等値面）（風向角 70° ）

図2の盛土上に示す3本の鉛直ライン（左から順に、盛土上流・盛土中心・盛土下流）上の風速分布（主流方向と鉛直方向の平均風速）について、計算と風洞実験²⁾との比較を行った結果を図9に示す（ただし、ここで用いた風洞実験結果は、文献²⁾の実験に対して測定治具が改良された再実験結果である）。主流方向および鉛直方向の風速値の計算と風洞実験の差は、最も大きなところで

も無次元風速0.1程度（高さ $9H$ の位置の平均風速 30m/s に対して 3m/s 程度）であり、計算結果と風洞実験結果は良く一致している。

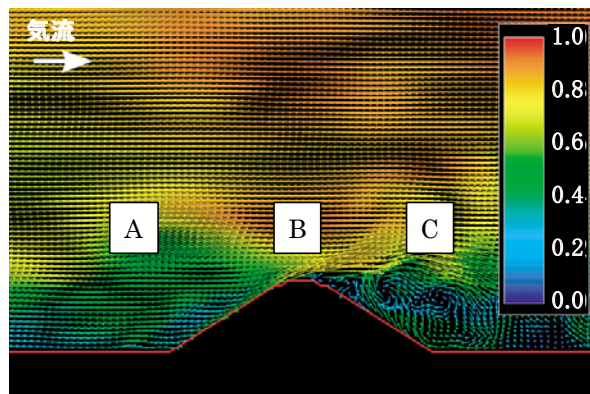
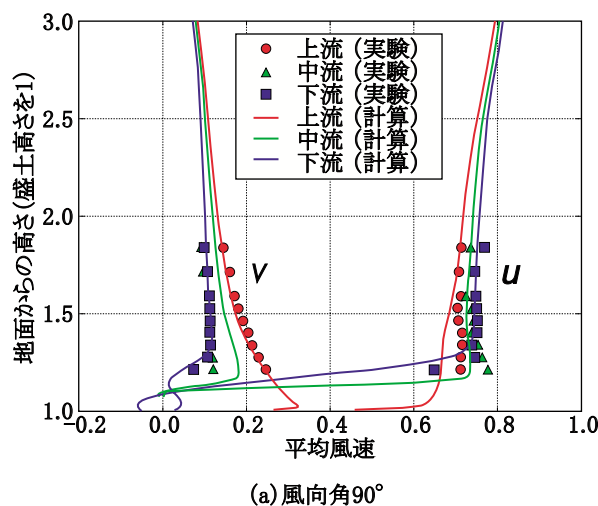
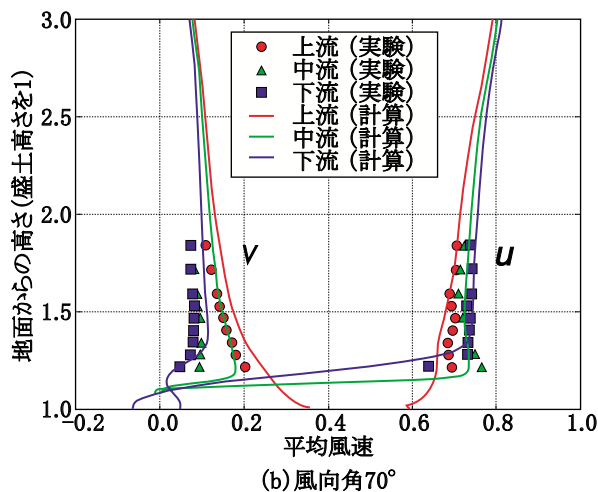


図8 瞬時の盛土付近の速度ベクトル（風向角 70° ，色は速度の大きさ）



(a) 風向角 90°



(b) 風向角 70°

図9 盛土上の平均風速分布（次ページに続く）

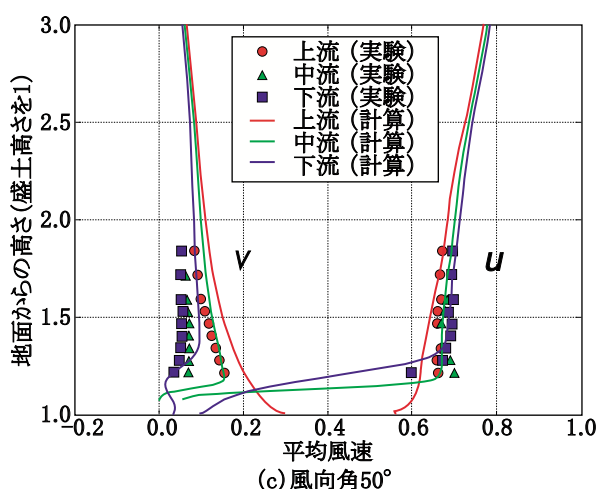


図9 盛土上の平均風速分布 (前ページの続き)

3.2 盛土付近の平均風速の空間分布

z方向中心位置のz軸垂直断面上の時間平均風速の空間分布を提示する。平均速度ベクトルのx方向成分, y方向成分, z方向成分を図10, 図11, 図12にそれぞれ示す。

まず, 図10より, x方向成分の風速分布について述べる。x方向の風速は盛土上で増速し, 盛土の風下側では低速領域が形成される。また, 盛土上の風速の増速量および盛土風下側の低速領域の風速の絶対値は, 風向角が90°, 70°, 50°の順に小さくなる。これは, 図に示されているように, z軸垂直断面で見たときの盛土形状のり面の勾配が風向角90°, 70°, 50°の順に小さくなるからである。

次に, 図11より, y方向成分の風速分布について述べる。上流からの流れは, 盛土の風上側からのり面に沿って吹き上げられるに従い, 鉛直上向きの風速が増加していき, 盛土のり肩付近に達した時に最大値となる様子が分かる。盛土の風下側のり面においても, 鉛直上向き

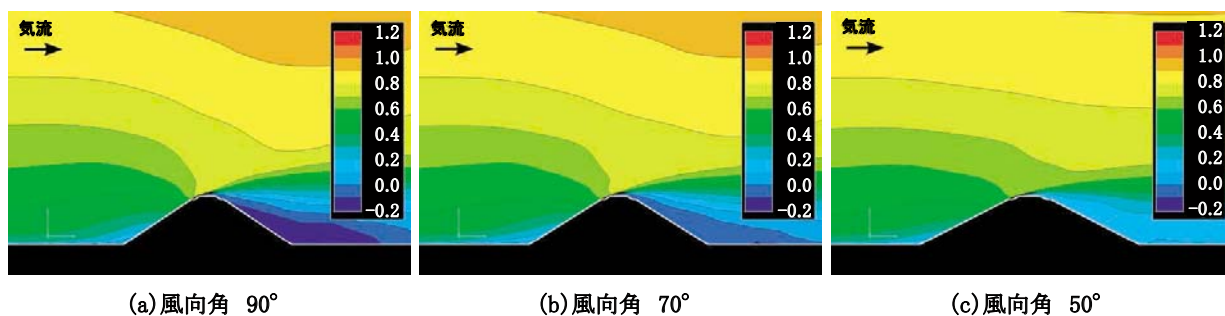


図10 主流方向(x方向)の平均風速の等値線

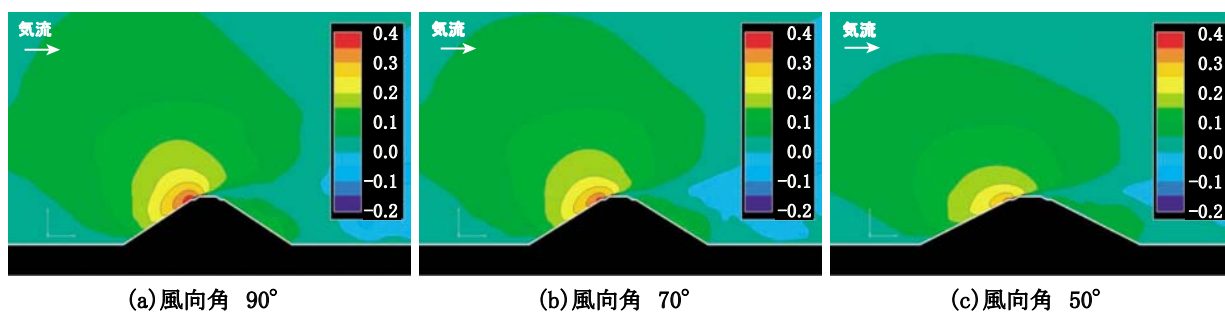


図11 鉛直方向(y方向)の平均風速の等値線

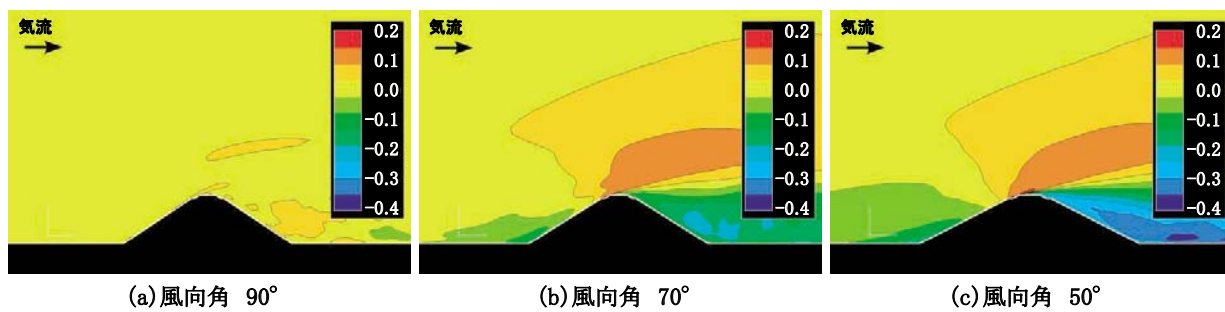


図12 スパン方向(z方向)の平均風速の等値線

特集：環境技術

の風速成分が見られるが、これは、盛土風下側に形成される剥離領域の循環流れによるものである。風向角によるy方向成分の風速の変化は、x方向成分と同様に、その大きさは風向角90°、70°、50°の順に小さくなる。

最後に、図12より、z方向成分の風速分布について述べる。z方向風速は、風向角90°ではほぼゼロであるが、風向角70°、50°では盛土上の剥離線よりも上方で正の方向の流れが、また、剥離領域では負の方向の流れが生じていることが分かる。そして、そのz方向の風速の大きさは風向角70°よりも50°の方が大きくなる。つまり、風向角の減少(風向角90°→70°→50°)に従い、盛土周辺の流れの3次元性が顕著になる。このz方向の流れが生じる原因は、盛土の形状により盛土付近に形成される圧力勾配の方向(盛土の線路方向に垂直な方向)がx方向と異なる(例えば風向角70°のときは、圧力勾配の方向とx方向とのなす角は20°)ために、盛土のり面に沿って盛土を駆けあがる流れはその圧力勾配の方向へ曲げられる、つまり、盛土のり面に沿う流れは盛土に対して垂直に(最短距離で道床面に)駆けあがろうとするために、剥離線より上方でz方向の正の流れが形成されると考えられる¹⁰⁾。

3.3 盛土付近の変動風速の空間分布

z方向中心位置のz軸垂直断面上の変動風速の空間分布の例として、風向角70°のx方向の変動風速を図13に示す。ここで示す変動風速は、風速の標準偏差を地面高さ9Hの風速値(風洞では30m/s)で無次元化したものである。変動風速の分布の特徴として、まず、盛土の下流側を除いた広い範囲でほぼ一様に乱れが観察される。これは、流入する乱流境界層の乱れを示している。そして、盛土の線路付近から下流に向かう領域において顕著に大きな乱れが観察される。これは、盛土によって形成される剥離せん断層の乱れによるものである。

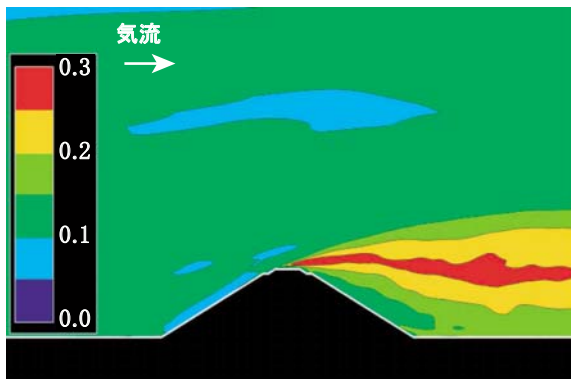


図13 x方向の変動風速の等値線(風向角70°)

ここで図示はしないが、y方向の変動風速およびz方向の変動風速も同様な傾向が示された。また、風向角による変化は、前節と同様、のり面勾配が緩やかになるにつ

れて(風向角90°→70°→50°)、剥離せん断層付近の変動風速の大きさは小さくなる。

4. おわりに

本研究では、盛土上の風速分布を調べるための流れの数値シミュレーションを実施した。風洞実験結果を用いて数値解析結果の検証を行い、盛土付近に流入する乱流境界層の平均風速・変動風速および盛土上の平均風速について、計算結果は概ね良好であることを確認した。そして、盛土付近の詳細な風速値の空間分布を提示した。

今回の数値シミュレーションにおいて、乱流境界層を含めた風速場について風洞実験を概ね再現出来たことを踏まえ、今後、車両モデルを含めた流れの数値シミュレーションへと発展させ、車両の横風空力特性の詳細を調べていく予定である。

文献

- 1) 前田達夫：列車の空気力学的特性およびトンネル微気圧波低減対策法に関する研究，鉄道総研報告，特別第20号，pp.85-183, 1998
- 2) 斎藤寛之，井門敦志，種本勝二，鈴木実：風洞試験による乱流境界層下の盛土上の風速分布特性，鉄道総研報告，Vol.22, No.5, pp.51-56, 2008
- 3) Diedrichs,B., Sima,M., Orellano,A., and Tengstrand,H., “Crosswind stability of a high-speed train on a high embankment,” Proc. IMechE Vol.221 Part F:J.Rail and Rapid Transit, pp.205-225, 2007.
- 4) Germano,M., Piomeli,U., Moin,P., and Cabot,W.H., “A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model,” Phys. Fluids, A 3-7, pp.1760-1765, 1991.
- 5) Lilly,D.K., “A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure model,” Phys. Fluids, A 4-4, pp.633-635, 1992.
- 6) 梶島岳夫，太田貴士，岡崎和彦，三宅裕：コロケート格子による非圧縮流れの高次差分解析，日本機械学会論文集B編，63-614, pp.3247-3254, 1997
- 7) 日本建築学会：建築物荷重指針・同解説，2004
- 8) 片岡浩人，水野稔：流入変動風を用いた三次元角柱周りの気流解析，日本建築学会計画系論文集，523, pp.71-77, 1999
- 9) 鈴木実，種本勝二，斎藤寛之，今井俊昭：自然風を模擬した車両に働く空気力に関する風洞試験法，鉄道総研報告，Vol.17, No.11, pp.47-52, 2003
- 10) Schlichting,H., Gersten,K., Boundary-Layer Theory (8th Revised and Enlarged Edition), Springer-Verlag, pp.335-347, 2000.