

洋上風観測を利用したカルマンモデルの乱流スケールに関する研究

A study on the turbulence length scales in von Karman model by using offshore wind field measurement

福王 翔^{*1}

石原孟^{*2}

Sho OH, Takeshi ISHIHARA

SUMMARY

Accurate prediction of the secondary moment of three-dimensional turbulent wind field is important for structure dynamic analysis, while literatures on turbulence scales for offshore wind field are limited. In this study, an offshore wind field measurement campaign is carried out by an offshore meteorological mast using ultrasonic anemometers at 40, 60 and 80m heights, from which the turbulence integral length scales used in von Karman model are evaluated. It is found that turbulence structure at these heights for offshore wind field can be expressed well by von Karman model. The length scales are evaluated by model fitting for auto-spectrum and spatial coherence. The scales for auto-spectrum showed similar values with the IEC design code for longitudinal, lateral and vertical component. Spatial length scales in vertical direction show similar value with the model provided in ESDU considering surface roughness, but were larger compared to previous measurements in suburban area for longitudinal and lateral components. Spatial length scale in vertical direction for vertical component shows similar value with the previous measurement in lateral direction. Finally, a model for the turbulence length scales of three velocity components in von Karman model is proposed for offshore wind field, based on the measured results and previous studies.

Key Words: turbulence length scale, offshore wind field, von Karman model, auto-correlation, spatial correlation, auto-spectrum, co-spectrum

1. はじめに

近年洋上風力発電設備に代表される洋上構造物の建設が増加しており、その動的応答解析の高精度化が求められている。風速の乱流成分がエネルギーを持つ周波数帯は風車等の構造物の固有振動数と同程度の範囲にあるため、構造物の応答解析の高精度化においてはこのような乱流のエネルギーの分布構造を適切に評価することが重要である。しかし、このような風速場の乱流構造の評価に対する既往研究は陸上を対象とした

ものが多く、洋上風速場を対象とした高高度までの研究は少ない。

風速場の乱流構造を評価する手法は様々あるが、構造物応答を評価する工学的目的に使用する際にはスペクトルまたは相関関数の形式で記述される。これらの統計量は乱流のエネルギー分布を表すものであり、既往研究¹⁾において異なる乱流モデルを使用することで風車の疲労評価の結果に大きな影響を与えることが報告されている。風速場の乱流統計モデルは既往研究に

*1 一般財団法人 日本海事協会 再生可能エネルギー部 技師 E-mail:s-oh8707@15.alumni.u-tokyo.ac.jp
Engineer, Renewable Energy Department, ClassNK.

*2 東京大学大学院工学系研究科 社会基盤学専攻 教授 E-mail: ishihara@bridge.t.u-tokyo.ac.jp
Professor, Department of Civil Engineering, The University of Tokyo
(原稿受理年月日: 2015 年 12 月 28 日)

において数多く提案されているが、風車の国際設計指針である IEC61400-1²⁾(以降、IEC と呼ぶ)ではカイマルモデル³⁾および Mann モデル⁴⁾が推奨されている。カイマルモデルは慣性小領域における $-5/3$ 乗則を考慮するとともに、陸上観測値の結果から式中のパラメータを同定した経験式であり、式の形が簡易であることや観測値とよく一致すること等から広く用いられている。カイマルモデルはオートスペクトルに対するモデルであるためこれを用いる場合には空間相関のコヒーレンスについて別のモデルによって考慮する必要があるが、一般的にはコヒーレンスを指数関数により近似した Davenport のモデル⁵⁾が広く用いられている。Davenport の式は簡易であるという利点を持つが、二点間の距離によらず周波数 0Hz において相関が 1 となり、実際の物理現象と異なる結果を与えるという問題点が指摘されている⁶⁾。そのため、IEC では u 成分について乱流スケールを用いた修正式を採用しているが、この修正式の v, w 成分への適用性については記述されていない。Mann モデル⁴⁾は風速場が等方性乱流から平均風速で急速に変形されるとする Rapid Distortion Theory (RDT) により得られたモデルである。Mann モデルは乱流場の 3 つの速度成分の相関関係を表すモデルパラメータが 3 つと少ないこと、オートスペクトルについて観測値とよく一致すること等の利点から風力発電の分野において広く用いられている。しかし、IEC²⁾で採用されているモデルは RDT において線形シアを仮定しているため、鉛直方向の空間相関について観測との一致性の低いことが Mann⁴⁾により指摘されている。

一方、風工学の分野ではカルマンモデル⁷⁾が広く用いられている。カルマンモデルでは局所等方性理論と $-5/3$ 乗則を考慮するとともに、解析的に互換性のあるオートスペクトルおよび自己相関のモデル式が導出されている。ESDU86010⁸⁾においてはカルマンの理論に基づき、テラーの渦凍結仮説を用いて空間相関およびコヒーレンスのモデルも示されている。カルマンモデルは局所等方性理論に基づいているため、モデルにおける無次元化パラメータである乱流スケールは理論的にひとつのみであるが、大気境界層は等方性乱流ではないことから、観測値を再現するために各方向成分に対して独立した乱流スケールが用いられている。このように三成分三方向で独立した乱流スケールを持ち各方向成分ごとに観測値とフィッティングを行うことができるため、カルマンモデルは Mann モデルと比べて柔軟性が高く観測値の高い再現性が期待される。

乱流スケールは風速場の代表的な渦の大きさを表すパラメータであり、モデルの精度に大きな影響を与える。乱流スケールは観測から同定され、代表的な既往研究として Kaimal et al.(1972)¹⁰⁾、Caughy and Palmer(1979)¹¹⁾、Teunissen (1970)¹²⁾、Pena et al. (2010)、Chougule et al. (2015)¹⁴⁾等が挙げられる。これらの研究では陸上の高さ 20m~200m での風観測に基づき、風方向成分(u 成分)、風直交方向成分(v 成分)、および鉛直方向成分(w 成分)のオートスペクトルに対するモデル化と乱流スケールの評価が行われている。二点における同じ速度成分のコヒーレンスに関する既往研究の多くは Davenport のモデルを用いており、Popelewsky et al. (1973)¹⁵⁾、Panofsky et al. (1974)¹⁶⁾、Kanda and Royles (1978)¹⁷⁾、Shiotani and Iwatani(1979)¹⁸⁾、Bowen et al. (1983)¹⁹⁾等によって無次元化パラメータであるディケイファクターが評価されている。一方、カルマンモデルのコヒーレンスモデルによる結果を示した例として Duchene-Marullaz (1977)²⁰⁾および前田ら(1981)²¹⁾が挙げられ、カルマンモデルが比較的高い精度で観測を再現できることを示した。これらの陸上観測を中心とした既往研究により得られた乱流スケールは Counihan(1975)²²⁾、Petersen et al. (1997)²³⁾、Solari and Piccardo (2001)²⁴⁾によりまとめられている。しかし、既往研究は陸上における観測結果が多く、洋上風速場に関してはその観測コストの高さから研究例が少ないのが現状である。

洋上風速場を対象とした既往研究として、Miyake et al.(1970)²⁵⁾、Mann(1992)²⁶⁾、Naito and Kondo (1974)²⁷⁾、Naito(1982)²⁸⁾が挙げられる。Miyake et al. は 400m 沖合の 1.5m 高さにおいてオートスペクトルとクロススペクトルの評価を行った。Mann は洋上 75m 高さにおいて風方向および水平方向の相関を調べ、Mann モデルの検証を行った。Naito らは洋上 2.5m から 25m の高度における風方向、風直角方向および鉛直方向の空間相関について、指数近似式を用いた無次元化パラメータの評価を行った。しかし、高高度までの鉛直方向の乱流構造についての研究はほとんどない。近年大型化している洋上風力発電設備はハブ高さが 80m を超え、動的応答を精度よく評価するためには高高度における洋上風速場のスペクトルと空間相関に対する知見が必要である。

そこで、本研究では、洋上高さ 40m~80m において風観測を行い、カルマンモデルの洋上における適用性を調べるとともに、その乱流スケールに対してモデル

化を行う。本研究においては構造物の動的応答に影響が大きい自己相関（オートスペクトル）と空間相関（クロススペクトル）のみ考慮した。

2. カルマンモデルと既往の乱流スケールのモデル

2. 1 乱流統計量の定義

スペクトル $S_{ij}(\mathbf{r}, n)$ と相関関数 $R_{ij}(\mathbf{r}, \tau)$ は式(1)に示す Wiener-Khintchine の関係を満たし、ここで n は周波数、 τ は時間ラグ、 $\mathbf{r}$ は計測点間の距離ベクトルである。 i, j は各速度成分を表し、1の時は風方向成分(u 成分)、2の時は風直角方向成分(v 成分)、3の時は鉛直方向成分(w 成分)を表す。 $S_{ij}(\mathbf{r}, n)$ は両側スペクトルである。

$$S_{ij}(\mathbf{r}, n) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{ij}(\mathbf{r}, \tau) e^{-i2\pi n\tau} d\tau \quad (1)$$

等方性理論と流れ場の連続式より、風直角方向と鉛直方向の速度成分の無次元化した自己相関関数(以下、自己相関関数と呼ぶ) $R_{22}(r_1, \tau)$, $R_{33}(r_1, \tau)$ は風方向の速度成分の自己相関 $R_{11}(r_1, \tau)$ を用いて、式(2)のように表される。

$$R_{22}(r_1, \tau) = R_{11}(r_1, \tau) + \frac{r_1}{2} \frac{dR_{11}(r_1, \tau)}{dr_1}, \quad R_{22} = R_{33} \quad (2)$$

ここで、 r_1 は距離ベクトル $\mathbf{r}$ の i 方向成分を表し、 $r_1 = \Delta x$, $r_2 = \Delta y$, $r_3 = \Delta z$ である。風方向の距離 r_1 は、テラーの渦凍結仮説を用いて、 $r_1 = \Delta x = U\tau$ で表される。 U は平均風速である。

一方、対象とする2点の方向が風方向でない時、無次元化した空間相関関数(空間相関関数と呼ぶ) $R_{ij}(\mathbf{r}, \tau)$ は等方性テンソルの座標変換により、式(3)のように表される。

$$R_{ij}(\mathbf{r}, \tau) = (R_{11}(r_1, \tau) - R_{22}(r_1, \tau)) \frac{r_i r_j}{\Delta r^2} + R_{22}(r_1, \tau) \delta_{ij} \quad (3)$$

ここで、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタ関数、 Δr は二点間の距離で、 $|\mathbf{r}| = \Delta r$ である。

乱流スケール r_{Lij} は $\mathbf{r}$ 方向における速度成分 i と速度成分 j の代表的な渦の大きさを表すパラメータであり、式(4)のように定義される。カルマンモデルではこの定義に従う乱流スケールが用いられる⁷⁾。

$$r_{Lij} = \int_0^{\infty} R_{ij}(\mathbf{r}, 0) d\mathbf{r} \quad (4)$$

乱流スケールは変動風中の代表的な渦の大きさを表し、その値が大きいほど変動風中の渦サイズが大きく、ピーク周波数が低くなる。ESDU86010⁸⁾では、 $\mathbf{r}$ 方向を

風方向、風直角方向、鉛直方向と定義し、これらの3つの方向における u , v , w の各速度成分に対する合計9つの乱流スケールを用いている。本研究もこの9つの乱流スケールを対象とする。

2. 2 カルマンモデル

カルマンモデルの u 成分のオートスペクトルは、式(5)のようにモデル化される。自己相関関数はこれをフーリエ変換し、式(6)のように表される。

$$\frac{nS_{11}(r_1, n)}{\sigma_u^2} = \frac{4(n^x L_{11}/U)}{(1 + 70.8(n^x L_{11}/U)^2)^{5/6}} \quad (5)$$

$$R_{11}(r_1, \tau) = \alpha_1 |a_1 U \tau|^{1/3} K_{1/3}(|a_1 U \tau|) \quad (6)$$

ここで、 K_α は α 次の第2種変形ベッセル関数、 $\alpha_1 = 0.5926$, $a_1 = 0.768^x L_{11}$ である。

v , w 成分のオートスペクトルは式(2)および等方性理論による $^x L_{11} = 2^x L_{22} = 2^x L_{33}$ を用いて式(7)、式(8)のように表される。

$$\frac{nS_{ii}(r_1, n)}{\sigma_i^2} = \frac{4(n^x L_{ii}/U)(1 + 755.2(n^x L_{ii}/U)^2)}{(1 + 283.2(n^x L_{ii}/U)^2)^{5/6}} \quad (7)$$

$$R_{ii}(r_1, \tau) = \alpha_1 |a_1 U \tau|^{1/3} K_{1/3}(|a_1 U \tau|) - \frac{|a_1 r_1|}{2} K_{2/3}(|a_1 U \tau|) \quad (8)$$

カルマンモデルの空間相関関数は自己相関係数のモデル式(6)と式(8)を式(3)に代入することにより得られる。

空間相関のコヒーレンス $\text{Coh}_{ij}(\mathbf{r}, n)$ は式(9)で定義される。

$$\text{Coh}_{ij}(\mathbf{r}, n) = \frac{|S_{ij}(\mathbf{r}, n)|}{\sqrt{S_{ii}(r_1, n) S_{jj}(r_1, n)}} \quad (9)$$

ESDU86010⁸⁾ではカルマンモデルの空間相関関数の式に基づき、 u 成分のコヒーレンスに対して式(10)、 v , w 成分のコヒーレンスに対して式(11)を導出している。

$$\text{Coh}_{11}(\mathbf{r}, n) = 0.994 [\theta^{5/6} K_{5/6}(\theta) - 1/2 \theta^{5/3} (\theta^{1/6} K_{1/6}(\theta))] \quad (10)$$

$$\text{Coh}_{ii}(\mathbf{r}, n) = \frac{0.597}{\left\{ 2.869 \theta^2 / (\Delta r / r_{Lii})^2 - 1 \right\}} \cdot \left[\frac{4.781 \theta^2}{(\Delta r / r_{Lii})^2} \theta^{5/6} K_{5/6}(\theta) - \theta^{11/6} K_{11/6}(\theta) \right] \quad (11)$$

$$\theta = \sqrt{\left(\frac{0.747\Delta r}{2r_{Lii}}\right)^2 + \left(\frac{2\pi m\Delta r}{U}\right)^2} \quad (12)$$

カルマンモデルのコヒーレンスの式は複雑であるため、これを指数関数によって近似した Davenport⁵⁾のモデルと IEC²⁾のコヒーレンスのモデルが提案されている。Davenport のモデルは式(13)、IEC のモデルは式(14)のように表される。なお、IEC のモデルは u 成分のみを対象に提案されたものである。

$$Coh_{ii}(\mathbf{r}, n) = \exp[-C_{ii}(n\mathbf{r}/U)] \quad (13)$$

$$Coh_{11}(\mathbf{r}, n) = \exp[-C_{11}(n \cdot \mathbf{r}/U)^2 + (0.12\mathbf{r}/L)^2]^{0.5} \quad (14)$$

これらの近似式ではカルマンモデルで使用された乱流スケールの代わりにディケイファクターを導入している。 C_{ii} は速度成分 i のディケイファクターである。ディケイファクターは周波数領域における完全相関からの低減を表し、ディケイファクターが大きいほど高周波側における二点間の風速の相関は小さい。Davenport のモデルでは周波数 0Hz において必ず相関が 1 となり二点間距離が大きくなった場合に実際の物理現象を正しく表すことができないため、この問題を解決するために IEC のモデルではパラメータ L を導入している。本研究では IEC の規定に従い $L=340.2$ とした。これらの近似式はその簡易さから広く用いられているため、本研究ではカルマンモデルとの比較として使用するとともにディケイファクターについても評価を行った。

2. 3 乱流スケールのモデル

風車に対する国際設計指針 IEC61400-1²⁾および風車支持構造物に対する土木学会の設計指針²⁹⁾ではオートスペクトルの乱流スケールを式(15)～(17)のように定めている。ここで、 z は高さである。IEC はカイマルモデルを対象にしたものであるが、式(15)ではカイマルモデルとカルマンモデルのピーク周波数の関係により、カイマルモデルの乱流スケールがカルマンモデルのその 2.329 倍で表されることを考慮した³⁰⁾。

$$^xL_{11} = \begin{cases} 2.43z & z < 60m \\ 146.1 & z > 60m \end{cases} \quad (15)$$

$$^xL_{22} = 0.33 \ ^xL_{11} \quad (16)$$

$$^xL_{33} = 0.18 \ ^xL_{11} \quad (17)$$

日本建築学会の建築物荷重指針³¹⁾では u 成分の風方向の乱流スケール $^xL_{11}$ について様々な地表面粗度における風観測結果を網羅するように、式(18)のように定

めている。

$$^xL_{11} = \begin{cases} 100 & z < 30m \\ 100(z/30)^{0.5} & z > 30m \end{cases} \quad (18)$$

Solari²⁴⁾は既往研究から得られた乱流スケールの値について整理し、その平均値について式(19)～式(21)のようにモデル化した。ここで、 $v = 0.67 + 0.05\ln(z_0)$ であり、 z_0 は地表面粗度である。

$$^xL_{11} = 300(z/200)^v \quad (19)$$

$$^xL_{22} = 75(z/200)^v \quad (20)$$

$$^xL_{33} = 30(z/200)^v \quad (21)$$

ESDU75001⁹⁾は Rugby($z_0 = 0.03m$)と Cranfield($z_0 = 0.003m$)の 2 地点における陸上の風観測データを元にオートスペクトルについて式(22)～式(24)のようにモデル化した。ここで、 $z_i = 1000z_0^{0.18}$ である。

$$^xL_{11} = 280(z/z_i)^{0.35} \quad (22)$$

$$^xL_{22} = 140(z/z_i)^{0.48} \quad (23)$$

$$^xL_{33} = 0.35z \quad (24)$$

また、ESDU75001⁹⁾では同じデータを使用し、空間相関の乱流スケールについて式(25)～式(28)のように提案した。

$$^yL_{11} = 140(z/z_i)^{0.38} \quad (25)$$

$$^yL_{33} = 0.35z \quad (26)$$

$$^zL_{11} = 140(z/z_i)^{0.45} \quad (27)$$

$$^zL_{22} = 140(z/z_i)^{0.55} \quad (28)$$

本研究では、これらのモデルを用いる際には洋上における粗度条件として $z_0=0.0002$ を式(19)～式(28)に代入して使用した。

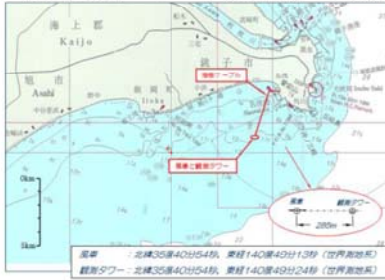
3. 洋上における風観測とカルマンモデルの検証

3. 1 洋上における風観測の概要

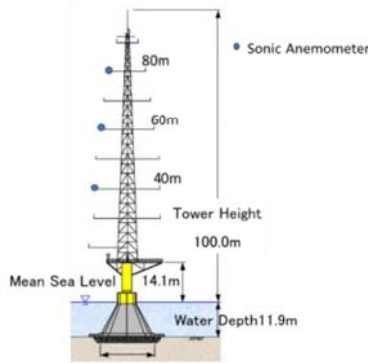
千葉県銚子市沖合3.1kmに設置された高さ100mの気象観測タワーにおいて取得された風速データを対象にデータ解析を行った。観測地点および観測タワーの概要を図1に示す。観測タワーには超音波風速計3機、三杯式風速計22機、矢羽式風向計23機その他、気圧計や温度計等のセンサーが設置されており、サンプリング周波数は全て20Hzである。本研究では高さ80m、60mおよび40mに設置された超音波風速計のデータを使用した。気象観測タワーは285m西方に2.4MWの風力発電設備が設置されている。

3. 2 データ解析概要

風観測は2012年11月から開始されており、低気圧による強風が一日を通して観測された2013年3月13日、4月3日および4月7日の3日間のデータについて解析を行った。気象観測タワーは285m 西方に2.4MWの風力発電設備が設置されており、超音波風速計は観測タワーの北西側に設置されているため、風向が東(90°)～南南東(157.5°)の場合は観測タワー自身の影響、また風向が西北西(247.5°)～西南西(292.5°)の場合は風車後流の影響を受けると考えられるため、これらの風向を持つデータは解析の対象から除外した。



(a) Location of the offshore meteorological mast



(b) Outline of meteorological mast



(c) Picture of ultra-sonic anemometer

図1 洋上風況観測タワーと超音波風速計の概要
Fig. 1 Outline of the offshore meteorological mast and the ultrasonic anemometers used in this study

解析に使用する時系列データの定常性については、平均値と標準偏差の時間依存性を評価することにより確認を行った。10分データを34セクションに分割し、各セクションの平均値および標準偏差の無作為性について連の検定を行った³²⁾。時系列のトレンドについては1次から4次の多項式を用いて除去し、多項式の次

数については連の検定を満たす最小のものを採用した。4次までの多項式モデルを使用したトレンドの除去を行っても安定性の指標を満たさなかったデータについては非定常性が強いデータと判定し、解析対象から取り除いた。

乱流スケールは大気安定度に依存することが知られており、本研究ではトレンドを除去したデータに対して式(29)に示すモニン・オブコフ長 L を計算し、式(30)の条件を満たす大気中立時のデータのみを使用した。安定度の判定条件は乱流スケールに関する既往研究¹⁴⁾に従った。

$$L = -\frac{(\sqrt{-\overline{uw}})^3 T}{\kappa g \overline{T}' w} \quad (29)$$

$$|L^{-1}| \leq 0.002 \quad (30)$$

ここで、 T は温度、カルマン定数 κ は0.4、重力加速度 g は9.8m/sである。風速および温度の値は高さ80mの超音波風速計のものをを使用した。解析対象とした三日間のうち以上の条件を満たした総データ数は51個であった。解析に使用したデータの統計量について表1に示す。 I_u は u 成分の乱流強度である。

表1 解析に用いた風速データの統計量

Table 1 Statistics of the wind speed data used for analysis

	Maximum	Minimum	Average
$U(\text{m/s})$	26.7	13.0	18.8
$I_u(\%)$	18.6	6.08	9.50
σ_v/σ_u	0.913	0.297	0.577
σ_w/σ_u	0.663	0.219	0.433

変動風速のスペクトル推定にはFFT (Fast Fourier Transformation)を用い、平滑化のためのスペクトルウィンドウはHannの式を使用した。オーバーラップはCarter³³⁾を参照して50%とし、10分データあたりの分割数はSaranyasontorn et al.³⁴⁾を参照し8とした。また、平均化に使用した10分データの数には前田³⁵⁾を参照して12とした。コヒーレンスの計算においては位相成分が小さいことを考慮して無視し、無次元化コスペクトルとして評価を行った。相関関数は10分データを用いて積和区間は600秒、間隔は0.05秒、バイアスはなしとして直接計算を行い、12個の10分データを使用して平滑化を行った。更に、オートスペクトルおよびコヒーレンス是对数軸上において0.1Hz間隔でビン平均を行った。相関関数についてはスペクトルの図示と統一するために、1.0秒間隔でビン平均を行った。

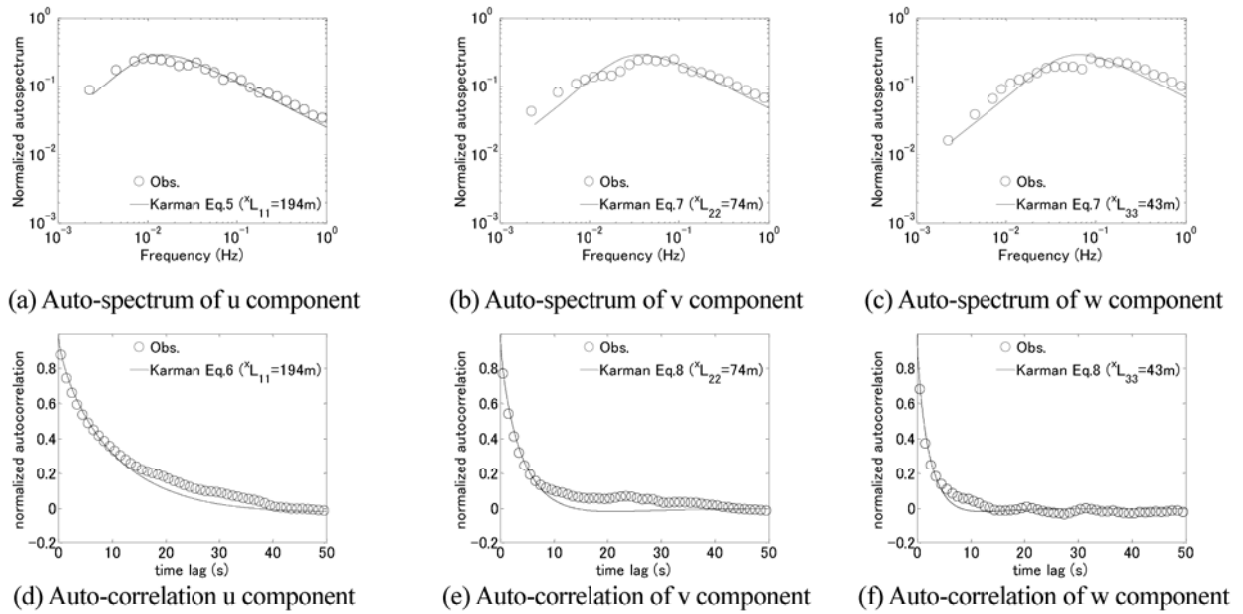


図2 高さ 80m における無次元化オートスペクトルと自己相関関数の観測値とカルマンモデルの比較
(2013 年 4 月 3 日 13:00–15:00 の例)

Fig. 2 Comparison of observed auto-spectrum and auto-correlation with von Karman model at 80m height
(Example at 13:00–15:00, April 3rd, 2013)

乱流スケールを評価する手法は複数あり、Solari²⁴⁾はオートスペクトルの乱流スケールを評価する手法として、(a) 観測データから求めたオートスペクトルのフィッティングにより最適な乱流スケールを推定する、(b) 乱流スケールの定義式 (式(6)) とテラー仮説から 0Hz におけるスペクトルにより評価する、(c) 定義式 (式(6)) に従い相関関数の式を積分する、(d) 運動エネルギーと逸散率から求める、の 4 つに分類した。また Solari は以上の 4 つの手法により得られる乱流スケールの値にばらつきがあり、(a)の手法を用いてピーク周波数から乱流スケールを計算した場合が各文献間のばらつきが最も少ないことを示した。従って、本研究でも(a)の手法を用いてオートスペクトルの乱流スケールを評価し、その際にはカルマンモデルのスペクトルのピーク周波数 f_p の理論式である $xL_{11} = 0.146U/f_p$, $xL_{22} = 0.106U/f_p$, $xL_{33} = 0.106U/f_p$ を使用した。なお、FFT によって推定されたオートスペクトルの値がスムーズでないことからピーク周波数の特定が不安定になるため、本研究ではピーク周辺の 10 点のデータを使用してフィッティングを行うことにより f_p を決定した。コヒーレンスの乱流スケールについては、構造物の応答解析において時間ラグが 0 である空間相関が重要であることを考慮し、カルマンモデルのスペクトルと相関関数が互換性を持つことを利用して、時間ラグが 0 の時の空間相関関数から乱流スケールを評価した。ま

た、カルマンモデルを用いたコヒーレンスに対する既往研究が少ないため、本観測結果の妥当性を検証するために Davenport モデルと IEC モデルにおけるディケイファクターを観測データにより評価した。その際には $n=0 \sim 0.2\text{Hz}$ の範囲のデータを使用した。

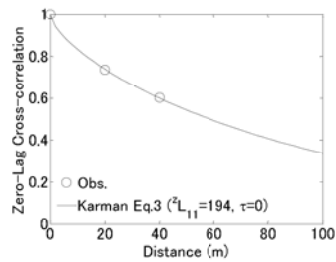
表 2 高さ 80m における観測値と既往モデルの
乱流スケールの比較

Table 2 Comparison of integral length scales for previous models and values observed at 80m height

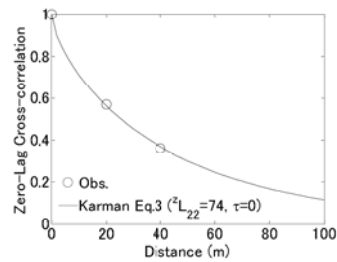
	Height (m)	Mean Wind Speed (m/s)	xL_{11} (m)	$\frac{xL_{22}}{xL_{11}}$	$\frac{xL_{33}}{xL_{11}}$
IEC ²⁾	80	—	147	0.33	0.18
AIJ ³¹⁾	80	—	163	—	—
ESDU ⁸⁾	80	—	198	0.44	0.32
Solari ²⁴⁾	80	—	240	0.25	0.1
Naito ²⁷⁾²⁸⁾	25	8	113	0.41	0.24
Mann ²⁶⁾	75	40	200	0.17 - 0.20	0.10 - 0.14
Present	80	10 - 20	150	0.24	0.13

3. 3 洋上風速場におけるカルマンモデルの検証

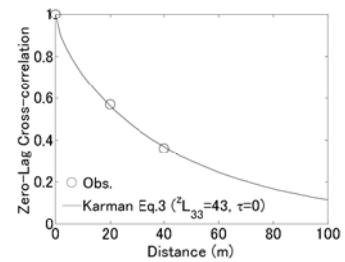
以上の手法により解析した風観測データを用いて洋上三次元風速場におけるカルマンモデルの適用可能性を検討した。図 2(a)~(c)にオートスペクトルのカルマ



(d) Cross-correlation u component



(e) Cross-correlation v component



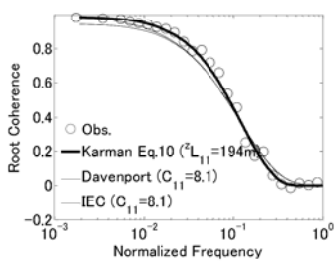
(f) Cross-correlation w component

図3 時間ラグ $\tau = 0$ における空間相関関数の高さ方向分布の観測値とカルマンモデルの比較

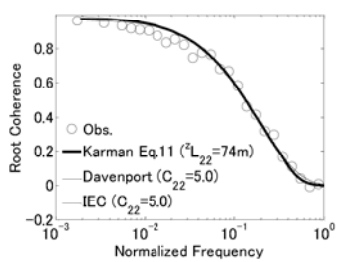
(2013 年 4 月 3 日 13:00–14:00 の例)

Fig. 3 Comparison of observed co-spectrum and cross-correlation with von Karman model between 80m and 60m height

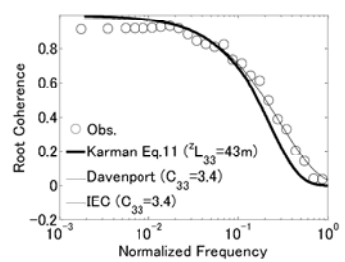
(Example at 13:00–14:00, April 3rd, 2013)



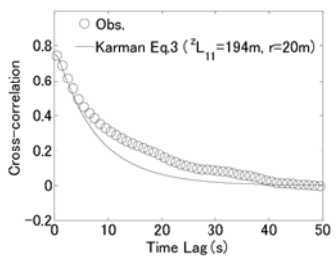
(a) Coherence u component



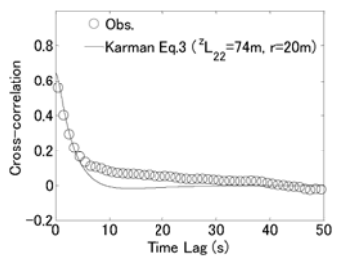
(b) Coherence v component



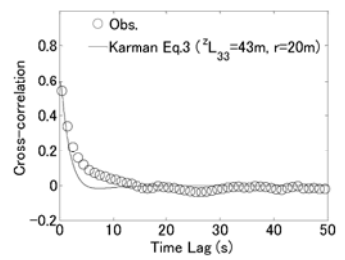
(c) Coherence w component



(d) Cross-correlation u component



(e) Cross-correlation v component



(f) Cross-correlation w component

図4 80m-60m 高さ間における無次元化コスペクトルと空間相関関数の観測値とカルマンモデルの比較

(2013 年 4 月 3 日 13:00–15:00 の例)

Fig. 4 Comparison of observed co-spectrum and cross-correlation with von Karman model between 80m and 60m height

(Example at 13:00–15:00, April 3rd, 2013)

ンモデルと観測値の比較を示す。図2、図3および図4の図示に用いた風観測データは、解析期間内で最も高い平均風速が観測された2013年4月3日13:00～15:00の結果である。この時、80m高さにおける平均風速は26.7m/s、乱流強度は12.8%であった。図2(a)～(c)から、カルマンモデルのオートスペクトルはu、v、wの三成分について高周波側の慣性小領域でよく一致していることがわかる。vおよびw成分については0.01Hz以下の低周波領域において観測値を若干過小評価しているが、構造物の1次モードより低い周波数帯であるため、動的応答解析の結果に与える影響は小さい。図2(d)～(f)にはオートスペクトルと同じ乱流スケールを使用したカルマンモデルの自己相関関数と観測値の比較を示

す。これらの図から、自己相関関数に関するカルマンモデルも観測値をよく表していることがわかる。

図3には、時間ラグが0の時の空間相関関数の観測値と、観測値を用いて乱流スケールを同定したカルマンモデルの結果を示す。同定した乱流スケールを用いて、カルマンモデルのコヒーレンスおよび時間ラグを変数とする空間相関関数の評価を行った。コヒーレンスについては比較のためにDavenport⁵⁾モデルおよびIEC²⁾モデルを用いてディケイファクターを同定し、その結果を図4に示す。図4から、いずれの速度成分においてもカルマンモデルは観測値をよく表していることがわかる。DavenportのモデルやIECのモデルと比較すると、w成分で見られる低周波数領域でのコヒー

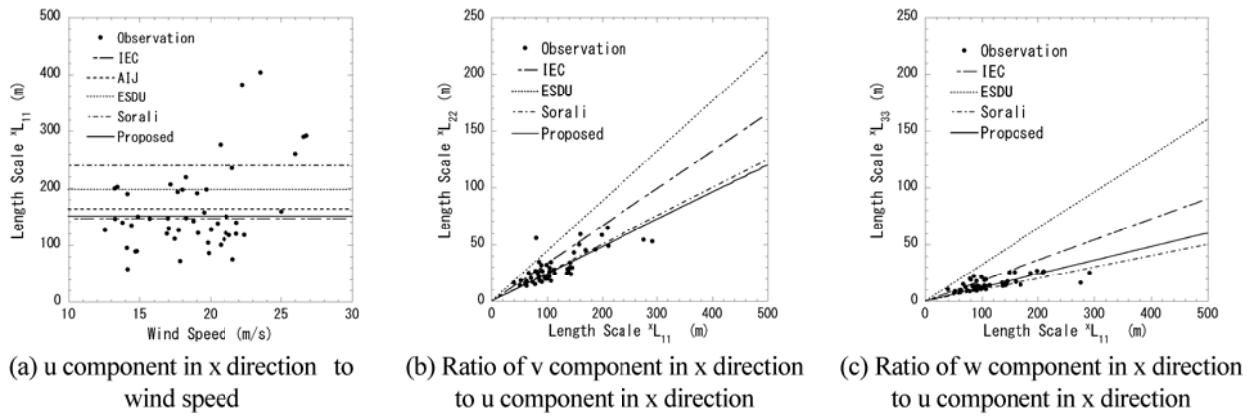


図5 高さ80mにおける乱流スケールの観測値と各指針規定値、および提案モデルとの比較

Fig. 5 Comparison of evaluated turbulence length scales with design code models and proposed model at 80m height

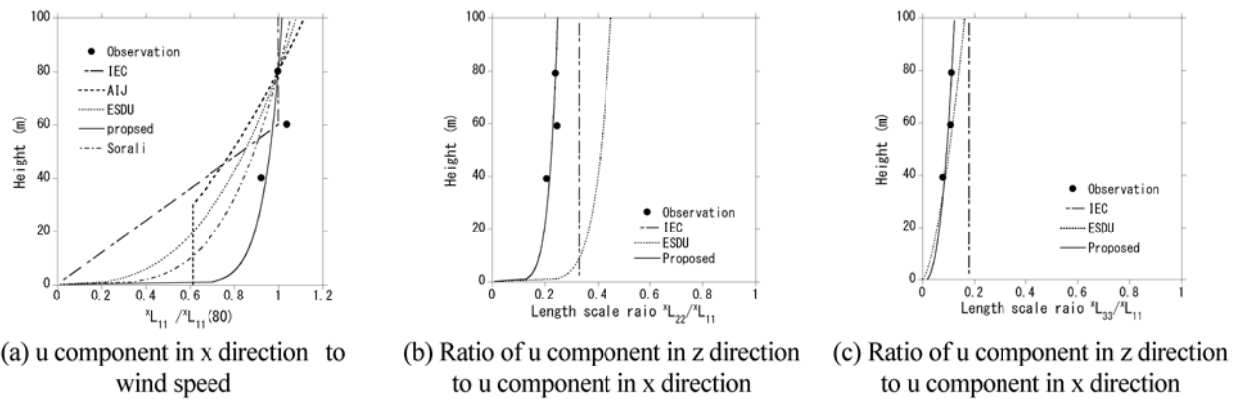


図6 乱流スケールの鉛直分布の観測値と各指針規定値、および提案モデルとの比較

Fig. 6 Comparison of evaluated vertical distribution of turbulence length scales with design codes and proposed model

レンスの1からの低下について、カルマンモデルの方がよく表現できていることがわかる。IECモデルは本来u成分を対象に提案されたモデルであるが、図4ではディケイファクターを最適化することによって他の2成分にも適用を試みた。その結果、低周波における低下が少ないv成分については観測値とよく一致したが、低下がより大きいw成分では十分でない結果が得られた。

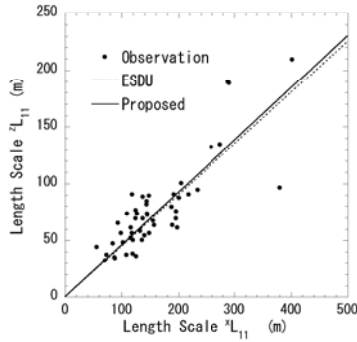
4. 乱流スケールの評価とモデル化

4.1 自己相関における乱流スケール

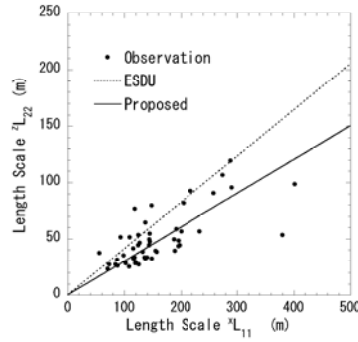
第3章に示した手法により、まず自己相関における乱流スケールの評価を行った。高さ80mで得られた乱流スケールの観測値と既往研究との比較を図5および表2に示す。図5(a)から、u成分の自己相関の乱流スケールの観測値は、20m/s以下ではほぼ一定の値となっているが、20m/s以上では風速に比例して大きくなる傾向が見られる。20m/s以上の乱流スケールの値は80mから400m程度までの範囲にあり、ESDUやSolari

のモデルに近い。一方、20m/s以下の乱流スケールの値は150m程度であり、IECおよびAIJの規定値とほぼ同じ値となっている。また、洋上で実施された既往研究と比較すると、本研究で得られた値はNaitoの結果に近いのに対して、Mannとは異なる結果になっている。これらの計測時の風速が異なっていることを考慮すると、概ね同様の結果となっていると言える。乱流スケールが小さい場合には風速場の渦の大きさが小さく、高周波成分が大きくなり、構造物との共振成分が増加する。ESDUのモデルおよびSolariのモデルでは高風速域での乱流スケールを採用している一方、疲労評価が必要な場合にはこれらのモデルが危険側の評価となる可能性があり、留意する必要がある。

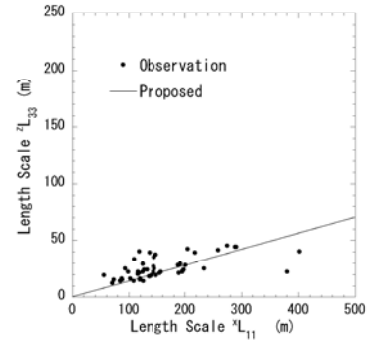
次に、 $^xL_{22}$ および $^xL_{33}$ と $^xL_{11}$ の比について、観測値と既往モデルの比較を図5(b), (c)および表2に示す。得られた観測値はvおよびw成分の両方についてSolariやMannの観測結果と近い結果となり、IECの規定値とも概ね同じである。Naitoの観測結果やESDUのモデルとは差が見られるが、これはNaitoの観測高



(a) Ratio of u component in z direction to u component in x direction



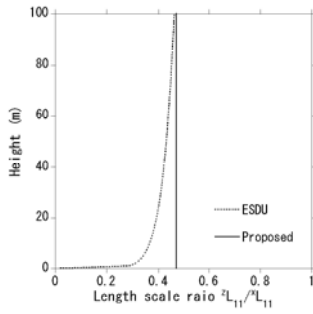
(b) Ratio of v component in z direction to u component in x direction



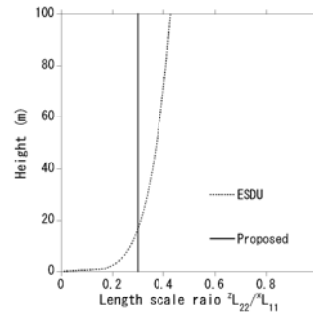
(c) Ratio of w component in z direction to u component in x direction

図 7 高さ 80m—60m における乱流スケールの設計指針値と観測結果との比較

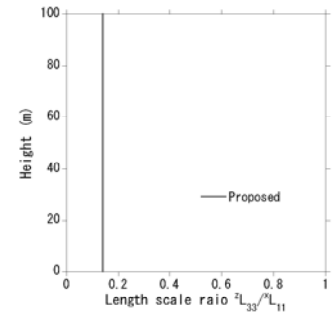
Fig. 7 Comparison of spatial length scales between 80m and 60m height for design codes and observation



(a) Ratio of u component in z direction to u component in x direction



(b) Ratio of u component in z direction to u component in x direction



(c) Ratio of u component in z direction to u component in x direction

図 8 乱流スケールの鉛直分布における ESDU と提案モデルとの比較

Fig. 8 Comparison of vertical distribution of turbulence length scales by ESDU and proposed model

さが 20m と低いことや ESDU のモデルが比較的高い粗度の計測結果を外挿していること等の原因が考えられる。

高さ 80m, 60m および 40m の各高度の結果を用いて自己相関の乱流スケールの高さ方向分布についても評価を行った。図 6(a)には $^xL_{11}$ の鉛直分布の観測値と既往モデルの比較を示す。u 成分の分布形状の比較を行うために、80m 高さにおける $^xL_{11}$ を用いて無次元化を行った。図 6(a)から、 $^xL_{11}$ の鉛直分布はほぼ指数分布となっており、IEC や AIJ のモデルでは低高度で過小評価となる。また ESDU および Solari の指数形状は観測値と近い分布であるが、その際のべき指数の値が観測値より大きいことがわかる。以上から本研究では、高さ 40m から 80m における乱流スケールの鉛直分布に指数モデルを仮定して観測値よりフィッティングを行い、式(31)を得た。図 6(b), (c)には v, w 成分の自己相関の乱流スケールと xL_u の比の鉛直分布を示す。IEC では一定値としているが、本研究では v 成分および w 成分に対しては $^xL_{11}$ と同様に指数分布を仮定してフ

ィッティングを行い、それぞれ式(32)と式(33)を得た。

$$^xL_{11} = 150 \left(\frac{z}{80} \right)^{0.08} \quad (31)$$

$$^xL_{22} = 36 \left(\frac{z}{80} \right)^{0.14} \quad (32)$$

$$^xL_{33} = 18 \left(\frac{z}{80} \right)^{0.4} \quad (33)$$

表 3 高さ 80-60m 間における乱流スケールの観測値と既往モデルの比較

Table3 Comparison of spatial length scales for various models and observed values at 80m-60m height

	Mean Height (m)	Distance (m)	Surface	$\frac{^zL_{11}}{^xL_{11}}$	$\frac{^zL_{22}}{^xL_{11}}$	$\frac{^zL_{33}}{^xL_{11}}$
ESDU ⁸⁾	70	—	Sea	0.45	0.41	—
Duchene-Marullaz ²⁰⁾	30	20	Sub-urban	0.36	0.2	—
Present	70	20	Sea	0.46	0.30	0.14

式(31)～式(33)より、陸上と比べて洋上の方が鉛直分布のべき指数が小さく、乱流スケールに対する地表面

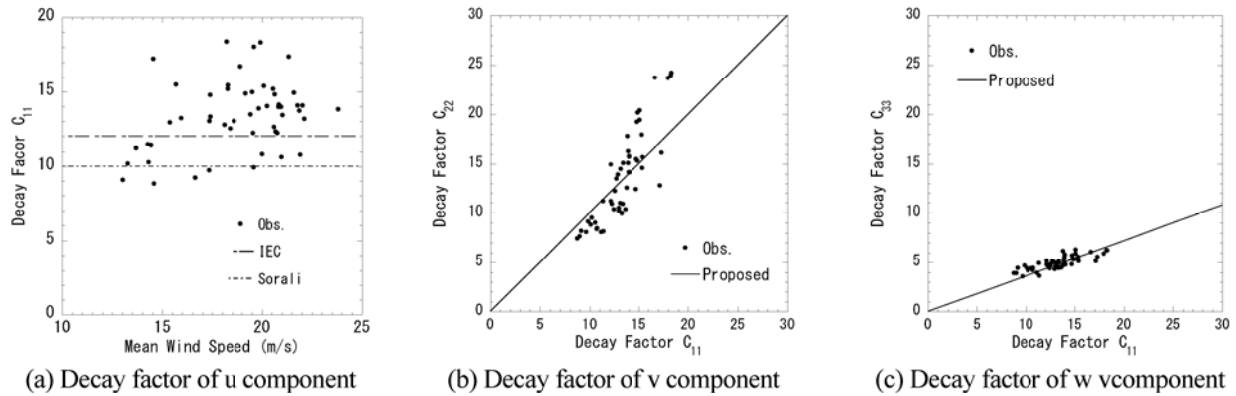


図9 高さ 80m におけるディケイファクター C の観測値と設計指針の比較

Fig.9 Comparison of decay factor at 80m height for design codes and observations

粗度の影響を表していると考えられる。なお、式(31)～(33)は洋上高さ 40m～80m を中心に成立していることに留意されたい。

4. 2 空間相関における乱流スケール

鉛直方向の3つの測定点における観測データを用いて、鉛直方向の空間相関の乱流スケールを評価した。空間相関の乱流スケールと u 成分の自己相関の乱流スケール xL_{11} の比について観測値とESDUのモデルの比較を図7および表3に示す。図7から、空間相関の乱流スケールはばらつきがあるものの、概ね xL_{11} に比例していることがわかる。またその比率は1より小さく、大気境界層における渦が風方向に引き伸ばされ、細長い形状となっていることがわかる。表3からESDUのモデルと比べると、 u 成分についてはESDUとほぼ同じ結果となるが、 v 成分についてはESDUより小さい値となっている。一方、陸上郊外で得られたDuchene-Marullaz²⁰⁾の結果と比較すると、 u 成分、 v 成分ともに本研究の方が大きい値となった。これは洋上の風速場の方が地表面粗度が低いいため、より大きな渦が形成されていると考えられる。 w 成分については新しく評価を行った。

鉛直方向の空間相関の乱流スケールの鉛直分布について、観測値とESDUのモデルの比較を図8に示す。観測値は高さ80mから40mの全高度の値を用いて同定を行っているため高さ方向に一定になる。図8から、40m～80mの範囲において u 成分および v 成分の乱流スケールの値はESDUの値と同程度であることがわかる。

乱流の空間相関に対する既往研究の大部分は式(13)に示すDavenportのモデルのディケイファクターを評価している。既往研究と比較を行うために、本観測の結果を用いてディケイファクターの同定を行った。一

例として高さ80mと60m間の結果について図9および表4に示す。図より、 u 成分のディケイファクターは $C_{11}=13$ を中心に8～18程度の値を取っており、IECによる規定やNaitoによる洋上観測の結果に近い値となっていることがわかる。また、表より v 成分のディケイファクター C_{22} と u 成分のディケイファクター C_{11} の比はNaitoやSolari²⁴⁾より大きくなっているが、Soucy³⁷⁾と近い値となっていることがわかる。 w 成分のディケイファクターの比については、Solari²⁴⁾、Naitoら^{27,28)}と同程度の値であり、このことから、 w 成分の鉛直方向のコヒーレンスに対する地表面粗度や高度の影響は小さいことが推測される。

表4 ディケイファクター C_{ii} の観測値と既往研究の比較

Table4 Comparison of decay factor between design code models and observations

	Height (m)	Distance (m)	Surface	C_{11}	$\frac{C_{22}}{C_{11}}$	$\frac{C_{33}}{C_{11}}$
IEC ²⁾	—	—	—	12	—	—
Solari ²⁴⁾	—	—	—	10	0.65	0.30
Naito ^{27,28)}	20	20	Sea	11-14	0.52	0.36
Soucy ³⁷⁾	10-300	10	Sub-urban	10	0.9	—
Present	80	20	Sea	13	1.0	0.37
proposed	—	—	—	12	1	0.35

表5 高さ80-60mにおける水平方向の乱流スケール

Table5 Horizontal spatial length scales at 80m-60m height

	Mean Height (m)	Distance (m)	Surface	$\frac{yL_{11}}{xL_{11}}$	$\frac{yL_{22}}{xL_{11}}$	$\frac{yL_{33}}{xL_{11}}$
ESDU ⁸⁾	70	—	Sea	0.49	—	0.14
Duchene-Marullaz ²⁰⁾	30	20	Sub-urban	0.31	0.29	—

IEC²⁾ではu成分のディケイファクターのみ定められているが、動的応答解析を行うための三次元風速場を発生させる際には3つの風速成分のディケイファクターの値が必要となる。商用ソフト Bladed³⁸⁾では、v, w成分についてもIECに規定されたu成分と同じ値を使用している。しかし、表4に示すように、v成分についてこの仮定は妥当であるが、w成分についてはディケイファクターの値を低減する必要がある、本研究では $C_{33}=4.2$ を提案した。

本研究で使用した超音波風速計は鉛直に設置されており水平方向の空間相関の乱流スケールについて評価を行うことができないため、既往研究から考察を行う。水平方向の空間相関に対する既往研究の結果を表5に示す。表5および表3より、v成分の鉛直方向の乱流スケールの観測値はESDUのモデルの水平方向と同様の値であり、w成分の鉛直方向の乱流スケールの観測値はDuchene-Marullaz²⁰⁾の計測結果における水平方向のスケールと同程度の値を示している。これらの値は、空間相関の乱流スケールが鉛直方向と水平方向でほぼ同じ値となっていることを示唆している。

4. 3 洋上風速場における乱流スケールのモデル化

カルマンモデルを用いて三次元風速場を発生させる場合には三つの速度成分と三つの方向に対して計9個の乱流スケールが必要となる。本研究で対象とした海域および高度における洋上風の三つの速度成分の三方向の乱流スケールの値を xL_u との比で表し、式(34)のように提案する。図6および図8に示すように、洋上風における乱流スケールの鉛直分布のべき指数が小さいことを考慮し、乱流スケールは鉛直方向に一定とした。

$$\begin{pmatrix} ^xL_{11} & ^xL_{22} & ^xL_{33} \\ ^yL_{11} & ^yL_{22} & ^yL_{33} \\ ^zL_{11} & ^zL_{22} & ^zL_{33} \end{pmatrix} = ^xL_{11} \begin{pmatrix} 1 & 0.3 & 0.15 \\ 0.5 & 0.3 & 0.15 \\ 0.5 & 0.3 & 0.15 \end{pmatrix} \quad (34)$$

5. まとめ

本研究では洋上40m~80m高さにおいて風況観測を行うことにより、洋上風速場におけるカルマンモデルの三次元乱流スケールについて評価を行い、次の結論を得た。

1. カルマンモデルのオートスペクトル、自己相関関数、クロススペクトルおよび空間相関関数を洋上風速場の高さ40~80mにおける観測値と比較し、適用可能であることを明らかにした。
2. 自己相関関数およびオートスペクトルにおける乱流スケールは、u, v, w成分ともにIECの規定

値とほぼ同じであることが分かった。

3. 鉛直方向の空間相関およびコヒーレンスにおける乱流スケールは、洋上風のuとv成分は同じ粗度条件におけるESDUモデルの値とほぼ同じ値を取るが、陸上郊外の粗度条件における計測結果と比べて大きな値を示した。w成分の鉛直方向の乱流スケールは、既往研究の風直交方向の乱流スケールとほぼ同じであることを示した。
4. 本研究および既往研究の結果に基づき、洋上高さ40m~80mの風速場におけるカルマンモデルの三方向における三つの速度成分の乱流スケールの推奨値を提案した。

謝辞

本研究はNEDO（新エネルギー・産業技術総合開発機構）の委託研究の一部として行われた。ここに関係者の皆様に謝意を表する。

参考文献

- 1) Veldkamp, D., "Influence of Wind Field Generation Methods on Wind Turbine Fatigue Loads", European Wind Energy Conference and Exhibition, Madrid, Spain, (2003)
- 2) International Electrotechnical Commission, "IEC61400-1, Wind turbines - Part 1: Design requirements 3rd edition", (2005)
- 3) Kaimal, J.C., Wyngaard, J.C., Izumi, Y., Coté, O.R., "Spectral Characteristics of Surface-layer Turbulence. Quarterly", Journal of the Royal Meteorological Society, Vol.98(417): pp.563-589, (1972)
- 4) Mann, J., "Models in Micrometeorology", Riso-R-727(EN), Riso National Laboratory, (1994)
- 5) Davenport, A.G., "The Spectrum of Horizontal Gustiness near the Ground in High Winds", Q.J.R.Meteorol.Soc., Vol.87, pp194-211, (1961)
- 6) Dyrbye, C., Hansen, S.O., "Wind loads on structures", Wiley, (1996)
- 7) Karman, T., "Progress in the Statistical Theory of Turbulence". Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, Vol.34(11), pp.530-539, (1948)
- 8) Engineering Science Data Unit, "ESDU 86010 Characteristics of atmospheric turbulence near the ground Part 3: variations in space and time for strong winds (neutral atmosphere)", (2001)
- 9) Engineering Science Data Unit, "ESDU 75001, Characteristics of atmospheric turbulence near the ground. Part 3: Variations in space and time for strong winds (neutral atmosphere)", (1975)

- 10) Kaimal, J.C., "Turbulence spectra, length scales and structure parameters in the stable surface layer", *Boundary-Layer Meteorology* Vol.4, pp.289-309, (1973)
- 11) Caughey, S.J., Palmer, S.G., "Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer", *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol.105, pp.811-827, (1979)
- 12) Teunissen, H.W., "Structure of mean winds and turbulence in the planetary boundary layer over rural terrain", *Boundary Layer Meteorol.*, Vol.19, pp.187-221, (1980)
- 13) Pena, A., Gryning, S., Mann, J., Hasager, C.B., "Length scales of the neutral wind profile over homogeneous terrain", *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, vol.49, pp.792-806, (2010)
- 14) Chougule, A., Mann, J., Segalini, A., Dellwik, E., "Spectral tensor parameters for wind turbine load modeling from forested and agricultural landscapes", *Wind Energy*, Vol.18, pp.469-481, (2015)
- 15) Popelewsky, C.F., Tennekes, H., Panofsky, H.A., "Horizontal coherence of wind fluctuations", *Boundary layer Meteorol.*, Vol.5, pp.353-363, (1973)
- 16) Panofsky, H.A., Thomson, D.W., Sullivan, D.A., Moravek, D.E., "Two-point velocity statistics over Lake Ontario", *Boundary Layer Meteorol.*, Vol.7, pp.304-321, (1974)
- 17) Kanda, J., Royles, R., "Further consideration on the height dependence of root-coherence in the natural wind", *Build. Environ.*, Vol.13, pp.175-184, (1978)
- 18) Shiotani, M., Iwatani, Y., "Gust structures over flat terrains and their modification by a barrier", *Proceedings of the 5th International Conference on Wind Engineering*, Fort Collins, pp.203-214, (1979)
- 19) Bowen, A.J., Flay, F.G.J., Panofsky, H.A., "Vertical coherence and phase delay between wind components in strong winds below 20m", *Boundary Layer Meteorol.*, Vol.26, pp.313-324, (1983)
- 20) Duchene-Marullaz, Ph., "Full-Scale measurement of atmospheric turbulence in a suburban area", *Proceedings of the 4th International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures*, pp.23-31, (1977)
- 21) 前田潤滋, 足立一雄, 牧野稔, 「強風時自然風の平均流方向変動風速の空間構造に関する実測的研究—強風観測資料に基づく鉛直横方向の検討—」, 日本建築学会論文報告集, 第 311 号, pp.11-21, (1981)
- 22) Counihan, J., "Adiabatic atmospheric boundary layers: A review and analysis of data from the period 1880-1972", *Atmos. Environ.*, Vol.9, pp.871-905, (1975)
- 23) Petersen, E.L., Mortensen, N.G., Landberg, L., Hojstrup, J., Frank, H.P., "Wind Power Meteorology", Riso-I-1206, (1997)
- 24) Solari, G., Piccardo, P., "Probabilistic 3-D turbulence modeling for gust buffeting of structures", *Probabilistic Engineering Mechanics*, Vol.16, pp.73-86, (2001)
- 25) Miyake, M., Stewart, R.W., Burling, R.W., "Spectra and cospectra of turbulence over water", *Q.J.R. Meteorol. Soc.* Vol.96, pp.138-143, (1970)
- 26) Mann, J., "Investigation of atmospheric low-frequency turbulence over the ocean", Technical Report I-634, Riso National Laboratory, (1992)
- 27) Naito, G., Kondo, J., "Spatial structure of fluctuating components of the horizontal wind speed above the ocean", *Journal of Meteorology Society of Japan*, Vol.52, pp.391-399, (1974)
- 28) Naito, G., "Three-dimensional space structure of turbulent eddy in the atmospheric boundary layer above the ocean", *Journal of Meteorology Society of Japan*, Vol.60, pp.1299-1315, (1982)
- 29) 土木学会, 「風力発電設備支持物構造設計指針・同解説 2010 年版」, (2010)
- 30) Burton, T., Jenkins, N., Sharpe, D., Bossanyi, E., "Wind Energy Handbook second edition", Wiley, (2011)
- 31) 日本建築学会, 「建築物荷重指針・同解説」, (2004)
- 32) 江原義郎, 「ユーザーズデジタル信号処理」, 東京電機大学出版局 (1991)
- 33) Carter, G.C., "Estimation of the Magnitude-Squared Coherence Function", Report No.4343, Naval Undersea Systems Center, New London Laboratory, CT, (1972)
- 34) Saranyasontorn, K., Manuel, L., Veers, P.S., "A Comparison of Standard Coherence Models for Inflow Turbulence with Estimates from Field Measurements", *Journal of Solar Energy Engineering*, Vol.126, pp.1069-1082, (2004)
- 35) 前田潤滋, 牧野稔, 「変動風速のスペクトル計算法について—自己回帰法の利点と問題点—」, 日本建築学会論文報告集, 第 300 号, pp.19-29, (1980)
- 36) 日野幹雄, 「スペクトル解析」, 朝倉書店, (1977)
- 37) Soucy, R., Woodward, R., Panofsky, H.A., "Vertical cross-spectra of horizontal velocity components at the Boulder observatory", *Boundary Layer Meteorology*, Vol.24, pp.57-66, (1982)
- 38) Garrad Hassan Bladed, version 4.4, DNV-GL, (2013) .