

数値サイトキャリブレーションによる風車性能計測

藤野真聡

2006 年 2 月 6 日版

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究目的	1
1.2	従来の研究	1
1.3	本研究の特徴	1
1.4	本論文の構成	1
1.5	本論文の記号	1
第 2 章	数値サイトキャリブレーションの概念	3
2.1	緒言	3
2.2	複雑地形の定義	3
2.3	サイトキャリブレーション	3
2.4	数値サイトキャリブレーション	3
第 3 章	実験装置	5
3.1	地形	5
3.2	各サイトの風車	5
3.2.1	高島町における風車	5
3.2.2	伊是名における風車	5
3.2.3	産山における風車	5
3.3	風速計	5
第 4 章	風車の空気力学	7
4.1	風エネルギー密度	7
4.2	空気密度	7
4.3	風車の特性係数	7
4.4	風車の運動量理論	7
4.5	風車の翼素理論	7

第 5 章	超音波風速計とカップ式風速計	9
第 6 章	乱流の数値シミュレーション	11
6.1	緒言	11
6.2	乱流の数値シミュレーション	11
6.2.1	レイノルズ数	11
6.2.2	乱流の完全なシミュレーション	12
6.2.3	乱流の直接シミュレーション	13
6.2.4	不十分な格子解像度によるシミュレーション	13
6.3	乱流場の表現	14
6.3.1	乱流モデル	14
6.4	レイノルズ平均流れの数値計算	15
6.5	ラージ エディ シミュレーション (LES)	15
6.5.1	LES の基礎方程式	15
6.5.2	Smagorinsky モデル	15
6.5.3	スケール相似則モデル	15
6.5.4	ダイナミックモデルと構造関数モデル	15
6.5.5	LES の数値計算法	15
6.6	RIAM-Compact	15
第 7 章	ベル型地形における流れ場解析	17
7.1	緒言	17
7.2	ベル型地形	17
7.3	計算条件	17
第 8 章	自然風況下における風特性	19
8.1	緒言	19
8.2	時系列解析	19
8.2.1	データの種類と性質	19
8.2.2	統計量	20
8.2.3	相関関係	22
8.2.4	フーリエ変換	23
8.2.5	高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transfer)	24
8.2.6	スペクトル	24
8.2.7	スペクトルの推定誤差	24
8.3	風特性	24
8.3.1	平均風速	24

8.3.2	年最大風速の確率分布	25
8.3.3	風速分布	26
8.3.4	風向分布	26
8.3.5	地上高さと風速	26
8.3.6	乱れ度	26
8.3.7	ガスト	26
8.4	高島町における風特性	26
8.4.1	高島町における風の時系列データ	26
8.5	伊是名における風特性	27
8.6	産山における風特性	27
第 9 章	数値サイトキャリブレーション	29
9.1	緒言	29
9.2	高島	29
9.2.1	高島町における数値サイトキャリブレーションの試み	29
9.2.2	16 方位	29
9.3	伊是名	29
9.4	産山	29
9.5	結言	29
第 10 章	結論	31
付録 A	自作データ処理プログラム	33
A.1	bell 型作成	33
A.1.1	プログラムの説明	33
A.1.2	ソース	33
A.2	ヒストグラム	34
A.3	ワイブル分布	34
A.4	bin 処理	34
A.5	周波数解析	34
付録 B	数値サイトキャリブレーション用ソフト	35
B.1	GIS 地図データ	35
B.2	CFD ソフトウェアマニュアル	35
B.2.1	FLElevgen	35
B.2.2	RIAM-COMPACT	35
B.2.3	FLSCOPE	35

B.3	FieldView	35
付録 C	データ解析用ツール	37
C.1	KaleidaGraph	37
C.2	R	37
C.3	Matlab	37
付録 D	本論文作成ツール	39
D.1	TeX	39
D.2	illustrator	39
D.3	photoshop	39
D.4	Flash MX 2004	39
D.5	Fireworks MX 2004	39
謝辞		41

第1章

序論

1.1 研究目的

1.2 従来の研究

1.3 本研究の特徴

1.4 本論文の構成

1.5 本論文の記号

数値サイトキャリブレーションの概念

2.1 緒言

風車設置位置における風速は，サイトが平坦であれば，風車から離れた位置に設置された参照風速計を用いて予測できる．しかし，複雑地形に設置された風車の流入風速は，参照風速計からの予測が困難である．そのため風車設置前に，風車の建設予定地に風速計を設置し参照風速との相関をあらかじめ求めておき，その相関を基に風車入力風速を予測するサイトキャリブレーションが行われる．しかしながら，この手法では，相関を求めるための十分な時間と複数の風速計が必要なために，コストが高くなる．

本論文で提案するス値サイトキャリブレーションは，参照風速計と風車流入風速の相関を，数値解析により求めるというものである．この手法は既設の風車でも適用可能であり，風車の代数に関係なく参照風速計は一本でよい．

2.2 複雑地形の定義

2.3 サイトキャリブレーション

2.4 数値サイトキャリブレーション

第3章

実験装置

3.1 地形

3.2 各サイトの風車

3.2.1 高島町における風車

3.2.2 伊是名における風車

3.2.3 産山における風車

3.3 風速計

風車の空気力学

4.1 風エネルギー密度

風力利用を考える場合，風のもっているエネルギーと，それを他のエネルギー（機械エネルギーや電気エネルギー）に変換するときの効率というように順に扱っていく．風の単位体積あたりの運動エネルギー K は，次式で定義される．

$$a \tag{4.1}$$

4.2 空気密度

4.3 風車の特性係数

4.4 風車の運動量理論

4.5 風車の翼素理論

第5章

超音波風速計とカップ式風速計

乱流の数値シミュレーション

6.1 緒言

6.2 乱流の数値シミュレーション

6.2.1 レイノルズ数

非圧縮流れのナビエ・ストークス式は次のように与えられる．

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu D_{ij}) \quad (6.1)$$

式 (6.1) の左辺第二項は移流項（慣性項），右辺第二項は拡散項（粘性項）であり D_{ij} は次式で定義されるひずみ速度テンソルを表している．

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6.2)$$

流れ場の代表スケールとして平均速度と物体の大きさを選び，それぞれ U と L とする．これらを用いて慣性項と粘性項の大きさの比を評価する．

$$Re = \frac{U^2/L}{\nu U/L^2} = \frac{UL}{\nu} \quad (6.3)$$

これは，レイノルズ数と呼ばれ，流れを特徴づける最も重要な無次元数である．乱流を簡潔に表現するならば「レイノルズ数が大きいときにあらわれる不規則な変動を伴う三次元流れ」といえる．

別の観点からレイノルズ数を見当するために式 (6.3) を式変形する．

$$Re = \frac{L^2/\nu}{L/U} \quad (6.4)$$

分子も分母もそれぞれ時間の次元をもち，情報が L の距離を伝わる時間に対応する． L^2/ν は粘性拡散によって伝わる時間であり， L/U は流れによって伝わる時間とみなすことができる．式 (6.4) は，レイノル

ズ数が大きいとき，情報が粘性拡散によって伝わる時間よりも流れによって伝わる時間の方がはるかに短いことを意味する．

式 (6.3) をでは，高レイノルズ数流れにおいては慣性項が粘性項に比べて非常に大きいことが示された．しかし，この表現は乱流中では粘性の役割が重要ではないというわけではない．というのも，乱れのエネルギーは最終的には分子粘性によって熱に散逸されなければならない．乱れが強ければ，粘性散逸も大きいはずである．式 (6.3) は， U と L のスケールでは粘性項が重要でないことを表しているにすぎない．

レイノルズ数 Re と長さスケールの関係を考える．乱流変動がほぼ維持されている状態を想定するとき，乱れエネルギーの強風と散逸は同程度でなければならない．単位時間のエネルギーの供給率または散逸率を ε とする．エネルギーの供給は，物体寸法に関する U と L のスケールで発生する．したがって， ε はエネルギー U^2 を時間 L/U で除した次元をもつ．

$$\varepsilon = \mathcal{O} \left[\frac{U^3}{L} \right] \quad (6.5)$$

次にエネルギーも散逸は，粘性 ν によるエネルギー散逸が行われる長さスケールを η とすると，この二つのパラメータから次元解析的に ε を求めることができる．

$$\varepsilon = \mathcal{O} \left[\frac{\nu^3}{\eta^4} \right] \quad (6.6)$$

供給と散逸を等しいとすれば，それぞれの次元の分母に長さの三乗をかけて式を整理すると

$$\frac{L}{\eta} = \mathcal{O} \left[Re^{3/4} \right] \quad (6.7)$$

が導かれる．高レイノルズ数ではエネルギーを散逸するスケール η はエネルギーが供給されるスケール L よりもずっと小さく，その比 L/η はおおむね $Re^{3/4}$ に比例することがわかる．流れ場のレイノルズが大きくなると，そこに存在する乱れのスケールの幅が広がる．

6.2.2 乱流の完全なシミュレーション

数値シミュレーションの観点から乱流を考えると，まず指摘しなければいけない特徴としては，空間的および時間的な不規則性と幅広いスケールの存在がある．一般に乱れの運動エネルギー（乱流エネルギー）は，まず大きな渦 (L, T) に与えられ，それが次第に小さなスケール (η, τ) に伝えられてから熱に散逸される．このスケール間のエネルギーの流れをカスケード (cascade) という．式 (6.7) で示されたように，スケールの比 L/η はレイノルズ数に対応し，乱流ではこれが大きな値をとる．

十分な格子解像度と数値制度で適切な初期条件と境界条件のもとに流れ場の基礎方程式を計算すれば，乱流の全てが決定論的に求められることになる．具体的には，流れ場を格子で分割し，差分方たスペクトル法の方法によって，各格子での代表値を時々刻々と求めてゆく．これを完全な乱流のシミュレーション (full turbulence simulation : FTS) という．乱流の全てをシミュレートするためには，計算領域は流れ場の代表スケール L よりも大きくなければならず，格子幅は最小の乱れスケール η よりも細くなくてはな

らない．乱流は本質的に三次元現象であることを考慮すれば，必要な領域分割数（格子数）は少なくとも $(L/\eta)^3$ ，すばわち $Re^{9/4}$ のオーダーである．比較的低いレイノルズ数 10^4 の場合でも，FTS に必要な格子点数は 1000^3 となる．工学の対象となる機器や自然科学で扱う乱流場は，はるかに大きなレイノルズ数であるばかりでなく，複雑な境界形状となる場合が多いので，FTS に要する計算機要領は膨大なものとなる．時間解像度や時間刻みの安定限界を考慮すれば，非定常計算の時間ステップ数も格子数のオーダーとなる．

乱流の完全なシミュレーションを用いて，乱流を予測することは困難である．その第一の理由は，現実問題として，あらゆるスケールの渦に対する初期値を準備できない事情がある．第二の理由は，数値計算には離散化の誤差と丸め誤差を伴う．乱流はその基礎方程式の非線形性に由来するカオスであって，初期値のわずかな違いが際限なく拡大してゆく．したがって，変化のパターンは近いできるが，特定の時刻の状態を性格に予測するのは不可能である．つまり，特定の時刻・場所での状態を予測するような意味での乱流の完全なシミュレーションは非現実的だと結論付けられる．

6.2.3 乱流の直接シミュレーション

乱流の直接数値シミュレーション (direct numerical simulation: DNS) と称するものも基礎方程式に何ら操作を加えない数値計算だる，しかし，式 (6.7) を基準に格子点数 $\propto [Re^{9/4}]$ を設定できることは稀で，厳密には FTS とは言えない，現状の DNS は格子よりも小さいスケールの渦を無視している．そのような計算が成り立つのは，エネルギーの多くが理論的に想定される最小規模の伊豆よりも一桁程度大きな渦スケールで散逸されているためである．いずれにしても，DNS が意味をもつのは，格子よりも小さい渦の影響が極めて小さくなる程度に解像度が確保できている場合に限られる．その意味で，DNS の実状は「物理モデルを用いない格子解像度までの高精度計算」である．

乱流が本質的に予測不可能なカオスであるため，ある時刻のある場所での流れを予測できないが，このことが乱流の DNS の意義を否定することになるわけではない．ある時点での予測値は，初期値のわずかな差の影響を強くうけるが，それぞれの初期値を与えられた数値解は同じ方程式に従っているため，変化のパターンは共通している．したがって，長い時間での統計的な性質は正しく算出されると考えられる．個々の渦運動についても，その時間スケールの間は妥当に再現されていると期待される．つまり，流れ場を特徴づけるのはどのような渦運動か，さらに時間平均流れ場はどうなるのかを解明する目的は十分に達成される．妥当な格子設定と数値精度が確保されれば，DNS は乱流現象の基礎データを得るための研究ツールとして信頼してよい．

6.2.4 不十分な格子解像度によるシミュレーション

粗い格子でナビエ・ストークス式の直接計算を試みると，大小のスケールの渦には相互作用があるのに，細かい渦の影響は考慮されないことになる．これでは格子以上のスケールの流れをシミュレートすることにはならない．エネルギー散逸を担う小スケール渦を無視した計算では，生成されるエネルギーは格子で

とらえられるスケールで散逸されなければならない。そのため、直接計算できる波数域（低周波端は計算領域に対応する波数，高周波端は格子のカットオフ波数）の乱れが現実のものからゆがめられるだろう。当然，レイノルズ応力もその影響を受け，結果として平均速度分布も変わってしまうかもしれない。大スケールの渦は小スケールの渦よりも散逸的ではないので，直接計算できる波数域のエネルギーは実際の乱流よりも増大すると考えられる。さらに格子解像度が著しく不足する場合には，計算は破綻することもあるだろう。しかし，格子解像度が不十分でも何らかの結果が得られてしまう場合も多い。その結果は格子でとらえられるスケールの乱れの強度や方向性が影響を受け，その結果として平均速度分布も大きく変化することがある。厄介なことに解像度の向上による収束は単調ではない。そのため，格子幅の変化に対する傾向から解像度の妥当性を判断することが難しい。レイノルズ数などの条件設定により格子解像度も同時に変わってしまうと，双方の影響が混在するため，定量的な知見を得るのが難しくなるので注意を要する。

6.3 乱流場の表現

6.3.1 乱流モデル

現実に必要なものは，全ての乱流運動のデータではなく，大まかな流れの状況であることがほとんどである。実験事実および論理的な知見として，大きな渦は流れ場の境界形状の影響を強く受けるが小さな渦は普遍的・等方的・散逸的である。工学的な目的での乱流計算では，平均的な流れに強く関わる大きな渦の挙動を求めることが重要となる。そのためには，直接計算されない乱れの効果も含む粗視化された方程式を数値計算しなければならない。その方程式は，何を解くかによって異なるが，ナビエ・ストークス式にある種の平均化操作を施すことによって導かれる。そして，解くべき流れとそれ以外の乱流渦との間の関係を与えること，つまり乱流モデルが必要になる。

定常流れ（または乱れに比べて非常にゆったりとした非定常流れ）だけ渡航とすれば，いわゆる蘭鋳運動のすべて画モデル化の対象となる。このときは，ナビエ・ストークス式にはレイノルズ平均が施される。レイノルズ平均場の計算は Reynolds-averaged Navier-Stokes 式，またはその数値シミュレーション (Reynolds-averaged numerical simulation) という意味で，RANS と呼ばれている。

乱流の比較的大きな構造を直接計算の対象とし，そえより細かい乱れだけにモデルを与える計算をラージエディシミュレーション (LES) という。LES の方程式としてはナビエ・ストークス式に空間的に大小のスケールを分離するためのフィルターをかけたものが用いられる，数値計算では，格子スケール（現実には格子の 2 倍の周期の変動）までとらえられるわけだから，「大きな渦」を格子スケール異常の渦と定義すれば最も無駄が少ない。この意味で，LES におけるフィルターはレイノルズ平均に対して，格子平均

とよばれることもある。

6.4 レイノルズ平均流れの数値計算

6.5 ラージ エディ シミュレーション (LES)

6.5.1 LES の基礎方程式

6.5.2 Smagorinsky モデル

6.5.3 スケール相似則モデル

6.5.4 ダイナミックモデルと構造関数モデル

6.5.5 LES の数値計算法

6.6 RIAM-Compact

ベル型地形における流れ場 解析

7.1 緒言

7.2 ベル型地形

7.3 計算条件

自然風況下における風特性

8.1 緒言

時系列 (time series) とは、ある変量の時間変化を記録したものである。自然の風は、様々なスケールの時間変動を含んでいるが、風車の発電に影響するスケールに着目し、風速や風向の変動を解析ことで、現象の理解を深めることが可能となる。そのための解析作業を「時系列解析」呼ぶ。

自然風況において、ある場所における風速と風向は時間的に変動しており、その変動は数秒から数十分、数時間、数日、数ヶ月、数年……といったスケールを含んでいる。したがって、取得されるデータには、それらの変動が重なりあって記録されている。そういった変動要素の一つ一つをとりだして、または不要な変動要素を除去して、変動現象の特性を明らかにすることを解析の目的とする。

本研究では、長崎県の高島町と熊本県の産山と沖縄県の伊是名において、風況調査、および風力発電を並行しておこなっている。それぞれの場所で得られた風況のデータを本章では解析する。

8.2 時系列解析

8.2.1 データの種類と性質

アナログ信号とデジタル信号

連続的な風速や風向の変化は、アナログ信号である。これに対して、風速計や風速計において離散的で有限な桁数の数値として値を記録したものをデジタル信号である。

A/D 変換

コンピュータで扱う電気の信号はデジタルで表せる。したがってアナログ信号である現象をパソコンで解析を行うためにはデジタル信号への変換を行う必要がある。アナログからデジタルへの変換を Analog-Digital 変換 (A/D 変換) と呼んでいる。

サンプリング（標本化）

実際の現象をデジタルデータとして記録する際にも、有限な時間間隔で、有限な振幅の刻みで記録することになる。そのようなデータの拾い出しのことをサンプリングといい、その間隔をサンプリング間隔、サンプリングレートという。特に、サンプリングを行う際の時間間隔をサンプリング時間、その逆数をサンプリング周波数と呼んでいる。

どのようなスケールの変動現象がデータの中に記録されるか、また記録されるデータの量はこのサンプリングの作業によっている。サンプリングの間隔が大きければデータ量は小さいが、微小スケールの変動は記録することができない。一方、サンプリングの間隔が小さければ、様々なスケールの現象を記録することができるが、データ量は膨大なものとなる。サンプリング間隔を大きくとったために生じる見かけの情の変動をエリアシング (Aliasing) と言い、データ取得の際に注意を要するところである。

サンプリングの定理

サンプリング周波数 f_s でサンプリングを行ったとき、捉え得る変動の周波数 f は

$$f \leq f_n = \frac{f_s}{2} \quad (8.1)$$

を満たすもののみである。これをナイキスト (Nyquist) のサンプリング定理、 f_n をナイキスト周波数と呼ぶ。データ内に存在する着目すべき最低周波数が分かっているならば、最低限のサンプリングをナイキストの周波数をもとに行えばよい。

しかしながら、データ内には様々なスケールの変動があり、単純にナイキスト周波数でのサンプリングを行った際、前述の見かけ上の変動であるエリアシングを生じてしまう可能性がある。現実には目的とする変動の 10 倍程度の周波数でサンプリングを行うか、フィルタを用いてデータから f_n より大きな周波数を除去するといったことが行われる。

8.2.2 統計量

平均（アンサンブル平均）

N 個の時系列データがあるとき、その平均 \bar{X} は次式で表される。

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_n X_n \quad (8.2)$$

分散

データ 1 つ 1 つの平均値からのズレの大きさを平均した標準偏差 V は次式で表される。

$$V = \frac{1}{N} \sum_n (X_n - \bar{X}) \quad (8.3)$$

共分散

2 つの変量の組 (X_i, Y_i) に対し，共分散は次式で定義される．

$$C = \frac{1}{N}(X_n - \bar{X})(X_{n+k} - \bar{X}) \quad (8.4)$$

時系列 X_N に対し，時刻を k だけシフトして新たな時系列とした X_{n+k} との共分散は次式で定義される．

$$C_k = \frac{1}{N-k} \sum_{n=1}^{N-k} (X_n - \bar{X})(X_{n+k} - \bar{X}) \quad (8.5)$$

共分散を k の関数とみなしたものを自己共分散関数と呼ぶ．自己相関関数の変数 k はラグと呼ばれる．

標準偏差

$$\sigma = \sqrt{V} \quad (8.6)$$

モーメント

分散は，この時系列データと平均値との差の二乗平均であった．同様に，時系列データと平均値との差の m 乗平均として定義された統計量を，平均値まわりの m 次モーメントと呼ぶ．これらは，時系列データの分布に関する情報を与えるものである．

$$M_m = \frac{1}{N} \sum_n (X_n - \bar{X})^m \quad (8.7)$$

三次のモーメント ($m = 3$) を標準偏差の三乗で割ったものはスキューネス (skewness) と呼ばれ，その正負によって分布の対称性が吟味される．

また四次のモーメント ($m = 4$) を標準偏差の四乗で割って，3 を引いたものをクルトシス (kurtosis) と呼ぶ．時系列がガウス分布に従う時，四次のモーメントは $3\sigma^4$ となるため，ガウス分布からの分布形状のズレを正負で表す．一般に，偶数次のモーメントは分布の広がりを表し，偶数次のモーメントは分布の対称性を表す．

平滑化

観測データは，真の値に加えて測定誤差などのノイズ（雑音）成分を含む．そのようなノイズを含んだデータに滑らかな曲線を当てはめることを一般に平滑化という．平滑化はまた，波形データの高周波成分を除去することでもあり，ハードウェアでのローパスフィルタリング，コンピュータでの移動平均処理等によっても実現される．

移動平均法 (running mean)

n 個の時系列データ $\{X_i, \dots, X_n\}$ に対し, 重み関数 $w(j)$ (ただし, $j = -m, \dots, -1, 0, 1, \dots, m$) を用いて, 平滑値 y_i は次式で表される.

$$y_i = \frac{\sum w(j) \times X_{i+j}}{W} \quad (8.8)$$

ただし, $i = m+1, m+2, \dots, n-m$ であり, $W = \sum w(j)$ である.

8.2.3 相関関係

相関係数

2 つの変量 X, Y の相互関係. その関係の強さを表す指標として, 相関係数が用いられる. X, Y を測定して得られた測定値の組, $(X_1, Y_1), (X_2, Y_2), (X_3, Y_3), \dots, (X_N, Y_N)$, とする. X, Y それぞれの平均値は

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_i X_i \quad \bar{Y} = \frac{1}{N} \sum_i Y_i \quad (8.9)$$

であり, 標準偏差を σ_x, σ_y は

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (X_i - \bar{X})^2} \quad \sigma_y = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (Y_i - \bar{Y})^2} \quad (8.10)$$

である. このときに X と Y との相関係数 r は次式で定義される.

$$r = \frac{1}{N} \sum_i \frac{(X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y})}{\sigma_x \sigma_y} \quad (8.11)$$

$r > 0$ のとき正の相関 $r < 0$ のとき負の相関があるといい, $r \sim 0$ のとき無相関であるという. 相関係数は, 2 変数間の 1 対 1 の対応関係が比例関係に近いかどうかを記述するものであって, 必ずしもそれらの因果関係の有無を述べるものではない.

自己相関

時系列 X_N と, 時刻を k だけシフトした時系列 X_{N+k} との相関係数を k の関数とみなしたものを自己相関関数とよぶ.

$$\begin{aligned} C_X(k) &= \overline{X_n X_{n+k}} \\ &= \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N X_n \cdot X_{n+k} \\ &= \lim \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \cdot y(t+\tau) dt \end{aligned} \quad (8.12)$$

$R_X(k)$ と表すことができる.

また，時系列 $X(t)$ と時刻を k だけシフトした時系列 X_{N+k} との相関係数を k の関数とみなしたものを自己相関係数と呼び， $R_X(k)$ と表す． $R_X(k)$ は，次式で定義される．

$$R_X(k) = \frac{C_k}{C_0} = \frac{\overline{X_n X_{n+k}}}{\overline{X_n^2}} \quad R_X(0) = 1 \quad (8.13)$$

相互相関

自己相関と同様に，2つの時系列 X_N, Y_N の相互相関関数を以下のように定義する．

$$\begin{aligned} C_{XY}(k) &= \overline{X_n Y_{n+k}} \\ &= \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N X_n \cdot Y_{n+k} \\ &= \lim \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \cdot y(t + \tau) dt \end{aligned} \quad (8.14)$$

8.2.4 フーリエ変換

フーリエ変換

関数 $x(t)$ に対し，そのフーリエ変換，および逆フーリエ変換は以下のように定義される．

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot e^{-i2\pi f \cdot t} dt \quad (8.15)$$

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(f) \cdot e^{i2\pi f \cdot t} df \quad (8.16)$$

離散フーリエ変換

ある時間間隔で取得された時系列は，デジタル化された離散的な信号列である．このような信号に対して，離散フーリエ変換 (DFT: Discrete Fourier Transfer) を次式で定義する．

$$X_i = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x_k e^{-i2\pi l \Delta f \cdot k \Delta t} \quad (8.17)$$

ただし，上式では $k = (-\infty, \infty)$ の範囲を考えているが，実際には有限個のデータしか取得することができない．したがって，次式で定義することになる．

$$X_l = \sum_{k=1}^N x_k e^{-i2\pi(l-1)\Delta f \cdot (k-1)\Delta t} \quad (8.18)$$

$$= \sum_{k=1}^N x_k W_N^{kl} \Delta t \quad (l = 1, \dots, N) \quad (8.19)$$

ここで、 W_N^{kl} は次式の関係を満たしている。

$$\begin{aligned} W_N^{kl} &= e^{-i \cdot 2\pi(l-1)\Delta f \cdot (k-1)\Delta t} \\ &= e^{-i \cdot 2\pi(l-1)\Delta f \cdot (k-1)/N} \end{aligned} \quad (8.20)$$

このデータに対してフーリエ変換をほどこすことになる。さらに、サンプリング間隔 Δt とサンプリング周波数 f_s の間には、以下の関係が成り立っている。

$$\Delta t = \frac{1}{f_s} \quad (8.21)$$

また、計算によって得られる最小周波数である、周波数分解能 Δf は、次式で定義される。

$$\Delta f = \frac{f_s}{N} \quad (8.22)$$

8.2.5 高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transfer)

8.2.6 スペクトル

スペクトルの概念

種々の変動において、複数の変動成分（複数の波長または周波数）が重なり合って、一見不規則な変動を作り出している。任意の不規則変動が、複数の周期変動の重ね合わせととして表現できることを数学的に表しているのがフーリエ変換である。

エネルギースペクトル

パワースペクトル

自己相関係数とパワースペクトル

相互相関係数とクロススペクトル

コヒーレンスとフェイズ

8.2.7 スペクトルの推定誤差

アンサンブル平均による平滑化

スペクトルフィルタによる平滑化

8.3 風特性

8.3.1 平均風速

ある地点における風速 $v(t)$ は、瞬間値を所定期間内で統計的に平均した V_a と、それからの変動値 $v'(t)$ で表すことができる。

$$v(t) = V_a + v'(t) \quad (8.23)$$

V_a を平均風速といい、風速の平均化には次式が用いられる。

$$V_a = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} V(t) dt \quad (8.24)$$

所定時間 T は、その用途によって異なる。一般的に風力発電の設置判定には、3 ヶ月から 1 年の所定時間を設定する。また、実際に取得されるデータは離散的になるため平均風速は次式で定義される。

$$\bar{V} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i \quad (8.25)$$

8.3.2 年最大風速の確率分布

現在では、10 分間平均風速が観測の基準となっていて、年の最大風速値が決まる。風車設計にあたって、最大風速をどのくらいに推定するかは、その風荷重を決めるのにきわめて重要である。

風速 U_N 以上強風が、平均して N 年に 1 回の割合で吹くと推定されるとき、 N 年を風速 U_N の再現期間（または平均繰り返し期間）といい、 U_N を再現期間 N 年の風速（あるいは、 N 年の再現期待値）という。

日本をはじめ多くの国で最も多く用いられている最大風速の同封分布関数は、ガンベル（Gumbel）の分布関数である。これはフィッシャー・ティペット（Fisher-Tippett）の I 型分布とも呼ばれ、次式で表される。

$$F(U) = \exp\left[-\exp\left(-\frac{U-\mu}{\sigma}\right)\right] \quad (8.26)$$

ここに $F(U)$ は非超過確率関数、 μ および σ は、それぞれ U の平均的な大きさおよびばらつきを表すパラメータである。

前式対数を 2 回とり、式を整理すると次式が得られる。

$$U = \mu - \sigma \ln \ln \left[\frac{1}{F(U)} \right] \quad (8.27)$$

したがって、横軸に二重対数目盛りで $F(U)$ 、縦軸に線形目盛りで U をプロットすれば、直線上に乗ることになる。

非超過確率 $F(U)$ に対して、超過関数 $G(U)$ は、次式で表される。

$$G(U) = 1 - F(U) \quad (8.28)$$

したがって、再現期間 N と $G(U)$ の間には、次の関係がある。

$$N = \frac{1}{G(U_N)} = \frac{1}{1 - F(U_N)} \quad (8.29)$$

8.3.3 風速分布

風速分布とは、横軸に風速、縦軸に所定期間内出現率としたグラフで表現され、ある地点、ある期間内における風速出現頻度を意味する。風速分布とは、風速の累積分布関数であって、ある長時間内の風速の分布を示すものと定義されている。

風速分布の近似関数としては、一般にワイブル分布が用いられている。他には、レイリー分布やガンマ分布、逆ガウシアン分布などが使用される。

ワイブル分布

ワイブル分布の確率密度関数は、次式で定義される。

$$f_w(V) = \frac{k}{c} \left(\frac{V}{c}\right)^{k-1} \exp\left[-\left(\frac{V}{c}\right)^k\right] \quad (8.30)$$

ここで、 k は形状定数 (shape parameter)、 c は尺度定数 (scale parameter) と呼ばれており、分布関数の特性を示している。

レイリー分布

レイリー (Rayleigh) 確率関数はワイブル関数の形状係数 $k = 2$ に対応する特別なケースである。したがって、ワイブル分布が尺度定数と形状定数の二つのパラメータを有するのに対し、レイリー分布は尺度定数のみをパラメータとする関数となる。その結果、レイリー分布は平均風速のみに依存することになり、風速分布を推定するのも容易になる。

8.3.4 風向分布

8.3.5 地上高さと風速

8.3.6 乱れ度

8.3.7 ガスト

8.4 高島町における風特性

8.4.1 高島町における風の時系列データ

0.5Hz サンプリング

8.5 伊是名における風特性

8.6 産山における風特性

第9章

数値サイトキャリブレーション

9.1 緒言

9.2 高島

9.2.1 高島町における数値サイトキャリブレーションの試み

9.2.2 16 方位

9.3 伊是名

9.4 産山

9.5 結言

第 10 章

結論

自作データ処理プログラム

A.1 bell 型作成

A.1.1 プログラムの説明

A.1.2 ソース

```
#include <stdio.h>
FILE *fp;
main()
{
    int i,j;
    int mx,my;
    double rr,rx,ry;
    double r0x,r0y;
    double h0,w;
    double h;
    char data[256]="bell_100100.gis";

    h0=100;
    w=200;
    mx=1000;
    my=1000;

    r0x=mx/2*1.0;
    r0y=my/2*1.0;

    if((fp=fopen(data,"w"))==NULL){
```

```

        fprintf(stderr, "Cannot open outfile %s\n", data);
    exit(1);
}

for (i=0; i<my+1; i+=1) {
    for (j=0; j<mx+1; j+=1) {

        rx=i-r0x;
        ry=j-r0y;
        rr=sqrt(rx*rx+ry*ry);

        h=rr/w;
        h=h*h*h*h+1;
        h=h0/h;
        fprintf(fp, "%f ", h);
    }
    fprintf(fp, "\n");
}
fclose(fp);
}
}

```

A.2 ヒストグラム

A.3 ワイブル分布

A.4 bin 処理

A.5 周波数解析

付録 B

数値サイトキャリブレーション用ソフト

B.1 GIS 地図データ

B.2 CFD ソフトウェアマニュアル

B.2.1 FLElevgen

B.2.2 RIAM-COMPACT

B.2.3 FLSCOPE

B.3 FieldView

データ解析用ツール

C.1 KaleidaGraph

C.2 R

C.3 Matlab

本論文作成ツール

D.1 | TeX

D.2 | illustrator

D.3 | photoshop

D.4 | Flash MX 2004

D.5 | Fireworks MX 2004

謝辞