論

文

乱流風洞の研究

(その2) 大気乱流パワースペクトルの再現

Control of Turbulence in a Multiple-Fan Wind Tunnel Part 2, Simulation of Atmospheric Turbulence Power Spectra

菊川 裕規*¹ 西 亮*² 宮城 弘守*³ 松田 雄二*¹ 曹 曙陽*¹

Hironori KIKUGAWA, Akira NISHI, Hiromori MIYAGI, Yuji MATSUDA, CAO Shuyang

SUMMARY

In order to investigate the wind effects on large structures, such as high-rise buildings, long suspension bridges, etc., new-type multiple-fan wind tunnels are being developed in our laboratory. In these tunnels, flow turbulence has been actively generated by multiple-fans and oscillating airfoils. Usually, a wide range of power spectrum can be observed in an atmospheric turbulence under neutral conditions. Therefore, the corresponding large-scale turbulence should be reproduced to simulate the atmospheric turbulence in the tunnel. As a result of the experiments, a wide range of power spectra was achieved in the tunnel, and it was shown clearly that these spectra were well fitted to Kolmogorov's law. This means that a wide range of the inertial subrange corresponding to the atmospheric turbulence was observed.

1. はじめに

1940年のタコマ・ナローズ橋の落橋事故以来、風の構造物に対する影響が重要視されるようになった。長大橋や高層ビル等の巨大構造物がさかんに建設されている近年、風と構造物との関わりは特に重要な課題となっている。巨大構造物の建設の際には、縮尺模型による風洞試験により耐風設計を行うのが一般的である。記憶に新しいところでは、本州四国連絡橋の耐風試験、明石海峡大橋の耐風試験等がある。その際、自然風と同様の乱流特性を持つ乱流中で実験を行うことが重要である。これまでも境界層風洞による標準的な乱流により風洞試験が行われてきたが、必ずしも建設地点に

対応するものではない。建設地点特有の乱流特性を風洞内に再現するには任意の乱流特性を発生できる風洞が必要である。

本研究では多数の送風機と振動翼をコンピュータでアクティブに制御する形式の乱流風洞の開発を行っている¹⁾²⁾。個々の送風機と振動翼を独立に制御することで任意の乱流特性を持つ気流を容易に発生できる。これまで流れ方向と鉛直方向の乱れの同時制御を行い、目標とする境界層分布の乱流パラメータが再現できることが明らかとなった³⁾。また、送風機の気流制御特性を明らかにし、目標とする気流を得るための制御方法を開発した⁴⁾。

*1 宮崎大学大学院 工学研究科 博士後期課程
Dr. Candidate, Faculty of Engineering, Miyazaki University

*2 宮崎大学工学部 教授
Professor, Faculty of Engineering, Miyazaki University

*3 宮崎大学工学部 助手
Research Associate, Faculty of Engineering, Miyazaki University
(原稿受理：平成10年9月28日)

本報では制御した乱流が低周波領域から高周波領域まで幅広くコルモゴロフの慣性小領域に従うパワースペクトルが得られることを示す。一般に大気乱流は慣性小領域が5桁以上の波数に対応する広い領域を持っており³⁾、大きなスケールの渦から小さなスケールの渦まで幅広く存在している。自然風の渦のスケールと大型構造物の関連を風洞内で検討するには構造物の模型寸法に合わせた渦のスケールを正確に再現する必要がある。通常風洞内に置かれるモデルは実物に比して1/100以下の程度と考えるとよい。低周波の渦の大きさはモデルに比例して2桁程度小さくてもよく、風洞内に再現する慣性小領域もそれに対応する範囲が必要となる。このような乱れを持った乱流を風洞内に再現できるようにアクティブに制御を行う。この観点から、第3章では平均流速が一定の乱流（様乱流）で、流れ方向の乱れのみを制御したときの結果を示し、第4章では境界層平均速度分布（べき乗則）を持つ乱流で、流れ方向と鉛直方向共に制御した場合のパワースペクトル密度分布を示す。

2. 乱流の制御方法

2.1 風洞装置

これまで二次元および三次元風洞を試作し、実験を行ってきた。Fig.1に風洞の概要を示す。二次元風洞は前方に直径180mmの送風機を縦に11個配列した吹き出し型の風洞で、縦長の測定部を持つ。三次元風洞は二次元風洞を横に6列組合せた形状で合計66個の送風機を持つ。送風機には高性能のACサーボモータ

を使用している。また、 $X_s/H = 2.2$ の位置にコード100mmの振動翼を21枚設置しており、ステッピングモーターによって駆動される。ここに X_s は風路入り口から翼列の中央までの距離、 H は風路の高さである。振動翼は鉛直制御を行うときのみ設置し、流れ方向のみの制御を行う際には用いない。個々の送風機および振動翼はコンピュータによって独立に制御される。また、測定には熱線風速計を用い、高周波成分のパワースペクトルを測定するためにサンプリング周波数を50Hz、500Hz、5kHz、10kHzに分け1回のサンプリング点数を2048点として数回のアンサンブル平均を取った。測定点は $X_m/H = 3.3$ の位置である。ここに X_m は風路入り口から測定点までの距離である。風洞測定部入り口にはハニカムを設置している。本報では基本となる二次元風洞を用いた実験について報告する。

2.2 乱流の制御方法

乱流の制御は以下の方法に依る。まず、目標の平均風速、乱れ強度、及び乱れスケール（積分スケール）の各パラメータをカルマンの式に代入し、目標のパワースペクトルを求める。カルマンの式は、自然風の乱流特性を表現するスペクトルとしてエネルギー保有領域からコルモゴロフの慣性小領域までを表現できる式であり、以下のように表わされる⁹⁾。

$$S_u(f) = \frac{4I_u^2 L_u U}{\{1 + 70.7(fL_u/U)^2\}^{5/6}} \quad (1)$$

$$S_w(f) = \frac{4I_w^2 L_w U \{1 + 188.4(2fL_w/U)^2\}}{\{1 + 70.7(2fL_w/U)^2\}^{11/6}} \quad (2)$$

Fig. 1 2次元及び3次元風洞の概要
(Schematics of 2- and 3-dimensional wind tunnels)

ここに $S(f)$ はパワースペクトル密度関数で、 U は平均風速、 f は振動数、 I 、 L はそれぞれ乱れ強度と乱れスケールを表している。また、添え字の u および w はそれぞれ流れ方向と鉛直方向を表している。ここで鉛直方向の乱れ強度と乱れスケールは、流れ方向の $1/2$ の値を与えている。次に目標のパワースペクトルを逆 FFT 法によって時系列データに変換し、各送風機および振動翼に与えることによって乱れを発生させる。その際必要な位相の情報はランダム関数で与えている。時系列は出力間隔 0.02sec または 0.05sec の 2048 個を 1 周期とし、約 40sec または 100sec のデータを繰り返し与えている。測定は熱線風速計を用いて行い、得られた時系列データは FFT 法によってパワースペクトルに変換する。これを目標のパワースペクトルと比較して修正を行う。修正の方法には目標と測定のスpectrumを比較して繰り返し修正するスペクトル修正法と送風機の特性を考慮して時系列データを直接修正する波形修正法を併用した³⁾⁴⁾。

2.3 コルモゴロフの局所等方性理論

コルモゴロフの局所等方性理論によれば慣性小領域での乱れのエネルギースペクトルは $-5/3$ 乗則に従い、

$$E(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (3)$$

と表される。ここで α はコルモゴロフの普遍定数と呼ばれ、 $\alpha = 0.5$ 程度の値をとるとされている。 α が与えられたとき波数 k とエネルギースペクトルとの関係により散逸率 ε が次式のように求まる。

$$\varepsilon = \left(\frac{E(k)}{\alpha k^{-5/3}} \right)^{3/2} \quad (4)$$

また、散逸率 ε は散逸スペクトル $k^2 E(k)$ を積分することによっても求めることができる⁷⁾⁸⁾。

$$\varepsilon = 15\nu \int_0^\infty k^2 E(k) dk \quad (5)$$

さらに、散逸率 ε は近似的に次式のようにも表せる⁹⁾。

$$\varepsilon = C \frac{(3q^2/2)^{3/2}}{l_0} \quad (6)$$

ここで、 l_0 はエネルギー保有領域の渦スケールで、積分スケール L におきかえられる。 q^2 は乱流エネルギーで乱れ強度より求められる。また、コルモゴロフ長さ η は動粘性係数 ν と散逸率 ε により次式のように求められる。

$$\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4} \quad (7)$$

これらのパラメータを用いて横軸をコルモゴロフ長さ η で無次元化した波数、縦軸をコルモゴロフのエネルギー尺度 $(\varepsilon\nu^3)^{1/4}$ を用いた無次元エネルギー密度で表現することとする。

また乱流レイノルズ数は次式を用いて求められる⁷⁾。

$$Re_\lambda = \left(\frac{20}{3} \right)^{1/2} \int_0^\infty E(k) dk = (15)^{1/2} \int_0^\infty E_u(k) dk \quad (8)$$

2.4 高周波領域を含めたスペクトル式の導出

送風機および振動翼により制御する周波数領域のスペクトルはカルマンの式(1)(2)によって設定したが、これより高周波領域については慣性小領域から粘性散逸領域につながるものと期待される。この領域を遠散逸領域といい、この領域を表現する式がいくつか提案されている^{7) 10)~12)}。これらのうち Kida & Murakami の式¹²⁾に代表される指数関数型の式は実験結果とよく一致することが知られている¹³⁾。そこで、ここでは式(1)(2)と Kida & Murakami の式の指数関数部分を組み合わせることでカルマンの式を遠散逸領域まで拡張した以下の式を用いてパワースペクトルを表現する。

$$E_u(k\eta) = \frac{1}{(\varepsilon\nu^3)^{1/4}} S_u(k) \exp(-4.9k\eta) \quad (9)$$

$$E_w(k\eta) = \frac{1}{(\varepsilon\nu^3)^{1/4}} S_w(k) \exp(-4.9k\eta) \quad (10)$$

ただし、 $k = \frac{2\pi}{U} f$ 、 $S(k) = \frac{U}{2\pi} S(f)$ である。

3. 流れ方向スペクトルの制御

この章では、平均風速が一定の一樣乱流で流れ方向の乱れのみを制御した場合の実験結果について示す。送風機の制御はこれまでの実験から制御が容易な 7Hz 以下の周波数で行った。制御を行った低周波領域のスペクトルと制御が困難な高周波領域のスペクトルがどのような特性を示すか調べる。

3.1 風洞固有の乱れスペクトル

まず送風機に変動を与えず、一樣風速分布で定常状態での風洞固有のスペクトル特性を調べた。この場合の気流の乱れ強度は平均風速 5m/s の場合で約 0.8% である。標準的な風洞に比べるとやや大きめの値であるが、本風洞は大きな乱れを作り出すことを主目的としているため、一樣で定常な流れに対する乱れを小さくする特別な試みは行っていない。このとき得られた

(a) 主流方向パワースペクトル
(U-component power spectra.)

(b) 主流と鉛直のパワースペクトル
(U- and W-component power spectra.)

Fig.2 一様定常流のスペクトル
(Power spectra of uniform flow)

パワースペクトルの測定結果が Fig.2(a)の下側の曲線である。低周波領域ではほぼ一定のパワーを持っており、高周波領域ではパワーが急に落ちる。この領域は粘性散逸領域で、慣性小領域を示す $-5/3$ 乗則に従う周波数領域はほとんど見られない。

定常的な乱れを作る最も単純な方法として直径15mmの円柱を10本、ハニカムの直後に設置した。送風機から測定部入り口までの風路は各送風機ごとに区切られている。この円柱はまた、区切られた風路により生じる境界層を拡散する効果もある。この場合のパワースペクトルが Fig.2(a)の上側の測定値である。この場合の気流の乱れ強度は約2.5%である。円柱を挿入することによって全周波数域に渡ってスペクトルが大きくなる。また、円柱によって発生した渦が固有の周波数を持たず、乱れが均一になっていると見られる。この場合、円柱を挿入したにもかかわらず、慣性小領域を示す $-5/3$ 乗則に従う周波数領域はほとんど見られない。発生する乱れが小さく、大きなスケールの渦を作るにはこのような方法は適していないことが理解される。しかし、小さなスケールの渦を作る場合には有効で、送風機では制御が難しい高周波領域のスペクトルを大きくするためにはこのような方法を用いればよいことがわかる。

Fig.2(b)に流れ方向と鉛直方向のスペクトルを示している。ここに示したグラフは円柱がない場合であるが、円柱がある場合も同様の傾向を示す。このグラフから約50Hzより高周波では流れ方向と鉛直方向のパワーが一致しており、乱れが等方的となることを示している。

3.2 乱れ強度と乱れスケールの違いによる目標パワースペクトル

式(8)および(9)を用いて制御する乱流の目標値を設定する場合、平均風速、乱れ強度、乱れスケールの各乱流パラメータによりパワースペクトルがどのように変化するかを調べる。Fig.3(a)は乱れスケールを変化させた場合のスペクトルの相違を示している。標準的な目標値として平均風速 $U=5\text{m/s}$ 、乱れ強度 $I_u=5\%$ 、乱れスケール $L_u=3\text{m}$ を仮定し、乱れスケールを10倍の $L_u=30\text{m}$ および $1/10$ の $L_u=0.3\text{m}$ に変化させた。乱れスケールが大きくなるほど低周波領域のスペクトルが大きくなっており、慣性小領域が広がっている。 $L_u=30\text{m}$ の場合には慣性小領域が約3桁となる。また、乱れスケールが大きくなるほど乱流レイノルズ数も大きくなる。 $L_u=30\text{m}$ の場合では乱流レイノルズ数 Re_λ は約3000となり大きな乱流場が形成される。Fig.3(b)は実際に送風機に与えるための次元を持ったパワースペクトルである。乱れスケールが大きくなると低周波のパワーが上がり、慣性小領域から高周波領域はパワーが下がる。この3ケース共実験で制御できる範囲にある。

Fig.4(a)は乱れ強度を変化させた場合の無次元スペクトルである。平均風速 $U=5\text{m/s}$ 、乱れ強度 $I_u=5\%$ 、乱れスケール $L_u=3\text{m}$ を基準とし、乱れ強度を $I_u=10\%$ および $I_u=20\%$ に変化させた。乱れ強度が大きくなるほど低周波のスペクトルが大きくなり、乱流レイノルズ数も大きな値となっている。このときの次元を持つスペクトルを Fig.4(b)に示す。Fig.4の3ケース共風洞で再現が可能な例である。これらより、乱れスケールが大きく乱れ強度が大きいほど慣性小領域が広がり、大きな乱流レイノルズ数が得られることがわかる。

(a) 規格化パワースペクトル
(Normalized power spectra)

(b) パワースペクトル
(Power spectra)

Fig.3 乱れスケール L を変化させた場合の目標パワースペクトル
(Target power spectra in the case of turbulent scale variations)

(a) 規格化パワースペクトル
(Normalized power spectra)

(b) パワースペクトル
(Power spectra)

Fig.4 乱れ強度 I を変化させた場合の目標パワースペクトル
(Target power spectra in the case of turbulent intensity variations)

3.3 乱れの制御により作り出せるパワースペクトル

上述の方法で風洞内に再現したスペクトルの結果の一例を示す。目標値として $U=5\text{m/s}$, $I_t=5\%$, $L_w=3\text{m}$ に設定し一様変動流で流れ方向のみ制御を行った。このとき送風機の制御は 7Hz 以下の低周波領域で行った。Fig.5 にこの結果を示す。比較のため円柱を用いていない場合の定常流でのパワースペクトルも合わせて示している。制御を行った 7Hz ($k\eta \approx 10^{-2}$) 以下では制御により設定した目標のカルマン型パワースペクトルと良く一致する結果が得られた。 7Hz より高周波の領域では制御を行っていない定常流のスペクトルにほぼ一致する。そのため $k\eta=10^{-2}$ 付近から 5×10^{-2} (約 30Hz) 付近までのスペクトルは段差ができ $-5/3$ 乗則に従わない領域となる。もし、この領域がスムーズにつながったとすると、この例では $-5/3$ 乗則に従う慣性小領域は、 $k\eta$ が 5×10^{-4} から 10^{-1} 付近まで約 2 桁に渡って広範囲に得られたことになる。

今回は 7Hz 以下の低周波領域について制御を行ったが、仮に 30Hz まで無理に送風機で制御した場合、高周波の制御信号に対してモーターが追従しなくなると

同時に風洞内の気流の応答が悪くなるため目標とするパワースペクトルを得ることは困難である。そこで、これまでの実験から制御できる周波数領域として 7Hz 以下に定めた。制御が困難な $7\text{Hz} \sim 30\text{Hz}$ 付近の周波数領域を再現するには、送風機に替って乱れを発生できるメカニズムの併用が必要であり、これは今後の課題である。

3.4 慣性小領域の拡張

上例では Fig.3 および Fig.4 の標準的な乱流強度と乱れスケールを与えて制御した場合の結果であるが、風洞でのモデル実験の際、モデルのスケール比の大きい場合などに対して広い慣性小領域を実現するために目標値を $U=5\text{m/s}$, $I_t=5\%$, $L_w=30\text{m}$ に設定し、一様変動流で流れ方向のみ制御を行った例について検討する。上述の例と比較して、乱れスケールのみを約 10 倍に設定している。この実験から得られたスペクトルを Fig.6 に示す。比較のために同図中に定常流と上例の $L_w=3\text{m}$ の場合のスペクトルも示している。Fig.3(b)からも分かるように、乱れスケールを大きくすると慣性

小領域が低周波側に延びる。しかし、風洞固有の高周波成分と制御を行った低周波領域のスペクトルに違いがあるので、境界で段差が生じる。上例の標準的な乱流強度と乱れスケールの組み合わせの場合には、7Hz ~ 30Hz の領域を除いて慣性小領域から散逸領域にスムーズにつながったのに対して、この場合には、つながらない結果となる。

もし、低周波部分と高周波領域をスムーズにつなげるためには制御可能な低周波領域の乱れ強度と乱れスケールの組み合わせを変える必要がある。この試みとして、Fig.3, Fig.4 の考察から $I_u=10.7\%$, $L_u=30m$ の組み合わせを採用した場合には上述の範囲を除いてスムーズにつながり、ほぼ目標のスペクトルに一致する結果となる。このスペクトルを Fig7 に示している。この場合には、約 3 桁の慣性小領域が得られた。このことから、風洞内に I_u と L_u の組合せの制約のもとで必要に応じて大きなスケールの渦を持つ乱流を作り出せることが示された。また、Fig.8 にこの場合の目標と実測

の時系列データの比較を示している。制御を行った 7Hz 以下の周波数成分に対して相関係数が 0.98 と高い値を示しており、目標と実測の非常によい一致を示している。

4. 境界層内のパワースペクトル分布の再現

本章では、境界層速度分布（べき乗則）を持つ乱流で、流れ方向と鉛直方向共に乱れを制御した場合の実験結果について示す。前章の一樣乱流の場合と異なり、各送風機で制御する目標値は境界層分布にしたがってそれぞれ異なった値を持つ。境界層分布の場合、制御が困難な高周波領域のスペクトルはシアアの影響により一樣流の場合と異なる。そこで、まず境界層分布における定常流での高周波領域スペクトル特性を調べ、つぎに各送風機に対応するスペクトルの目標値を設定し低周波領域の制御を試みる。

Fig. 5 乱れを制御した場合の規格化パワースペクトル (Normalized power spectra of turbulent flow)

Fig.7 乱れスケール及び乱れ強度を大きくした場合のパワースペクトル (Power spectra of large scale and intensity turbulence)

Fig. 6 乱れスケールを大きくした場合のパワースペクトル (Power spectra of large-scale turbulence)

Fig.8 乱れスケール及び乱れ強度を大きくした場合の時系列変動波形 (Time series fluctuations of large scale and intensity turbulence)

4.1 境界層風速分布における風洞固有の乱れ スペクトル

大気境界層分布を風洞内で実現するために平均風速、乱れ強度、乱れスケールの各乱流パラメータの鉛直分布を仮定し低周波領域の制御を行う。制御が困難な高周波領域のスペクトルは風洞固有の乱れによって決まるが、境界層分布の場合には一様流の場合と異なりシアの影響が現れる。そこで、この影響を調べるために、平均風速のみを境界層分布で与えた定常流での

Fig. 9 境界層定常流のパワースペクトル
(Power spectra of boundary layer steady flow)

スペクトル特性を調べた。また、境界層分布では振動翼を用いて鉛直方向成分の乱れの制御も行うが、振動翼を制御せず流れ方向と平行に固定した場合の固有のスペクトルを測定した。Fig.9 はこのとき測定されたパワースペクトルである。比較のため、一様平均風速分布での円柱がある場合、ない場合のパワースペクトルも示している。境界層風速分布ではシアの効果と振動翼を挿入したことによって乱れのスペクトルが全体的に大きくなり、円柱を挿入した場合と同程度の値を示す。

Fig.10 境界層乱流の目標スペクトル
(Target power spectra of boundary layer flow)

Fig. 11 境界層乱流のパワースペクトル
(Power spectra of a boundary-layer flow)

Fig. 12 測定点 $Z/H=0.51$ におけるパワースペクトル (Power spectra of a boundary-layer flow measured at $Z/H=0.51$)

4.2 境界層内のパワースペクトルの目標値

大気境界層分布を風洞内で実現するために、各乱流パラメータの鉛直分布を次式のようなべき乗則で設定した。

$$U(z)/U_0 = (z/Z_0)^\beta \quad (11)$$

$$I(z)/I_0 = (z/Z_0)^{-\beta-0.05} \quad (12)$$

$$L(z)/L_0 = (z/Z_0)^{0.5} \quad (13)$$

ここに、 Z_0 は境界層の高さで I_0 、 L_0 はそれぞれ高さ Z_0 での乱れ強度、乱れスケールを表す。また β はべき乗分布を与える係数である。前述の式(8)、式(9)より各送風機の高さに対応する位置での目標値を設定する。一例として、 $\beta=0.3$ 、 $U_0=5.0$ m/s、 $I_0=5.0$ %、 $L_0=3.0$ m、 $Z_0=0.8$ mと設定した。これは縮尺比 1/100を想定した場合では、渦のスケール 300mmに相当する。このときの各送風機に与える目標スペクトルの分布を Fig.10 に示す。制御を行う送風機を境界層下方から順に 1ch, 2ch, ..., 11ch と番号を付けている。Fig.10 には対応する乱流レイノルズ数もあわせて示している。境界層の上方ほど低周波領域では大きなスペクトルとなり、乱流レイノルズ数も大きな値となる。

4.3 実測のパワースペクトルと目標値の比較

上述の目標値に対して制御実験を行った。振動翼を用いて鉛直方向の制御も流れ方向と同時にやり、測定は 11 個の送風機中央の位置に対応する高さで行った。このとき得られたパワースペクトルを Fig.11 に示す。Fig.11(a)は流れ方向、Fig.11(b)は鉛直方向のスペクトルである。目標値を実線で、測定値を点で表している。

(a) 流れ方向 (Longitudinal component) (b) 鉛直方向 (Vertical component)

Fig. 13 乱流パラメータの鉛直分布 (Vertical distributions of turbulent parameters)

制御可能な低周波領域は、ほぼ目標値と一致させることができたが、制御が困難な高周波領域は目標に比してかなり高い値を示す結果となった。とくに流れ方向では境界層下方で乱れ強度が大きく、乱れスケールが小さい組み合わせとなり、目標とかなり良い一致が得られているが、境界層上部では乱れ強度が小さく、乱れスケールの大きな目標値となるので、Fig.6 の場合と同様に境界で段差が生じる結果となる。さらに、Fig.9 の結果から高周波領域は高い値となる傾向が見られる。

鉛直方向成分は、 $Z/H=0.05$ では床面の影響で振動翼によって発生される鉛直方向乱れが抑制されて、低周波域で小さな値となっている。中間の領域では、境界層の下部から上部にかけて低周波と高周波の境界に Fig.6 の段差と異なる様子が見られる。

Fig.12 に $Z/H=0.51$ の流れ方向と鉛直方向の比較を示している。両者は低周波領域で良い一致を示している。制御が困難な高周波領域が目標に合わないのは、上述のように振動翼を入れたため、この部分の乱れが増加した結果による。この効果は、流れ方向と鉛直方向でほぼ同程度となる。

このときの各乱流パラメータの鉛直分布を Fig.13 に示す。この場合分布を細かく見るため測定は 30 点で行った。目標値を実線で、測定値を点で表現している。ほぼ目標通りのパラメータ分布が得られている。鉛直方向の分布で上方において乱れスケールが小さく出るのは、天井の影響により大きなスケールの渦を発生させるのが困難なためと考えられる。

5. おわりに

大気乱流特性を再現できる新型乱流風洞の開発研究を行っている。この風洞は多数の送風機と翼列を用いてアクティブに乱れを制御できる形式で、コンピュータ制御により任意の乱流特性を持つ気流を発生することを目標としている。

今回は広い周波数範囲のパワースペクトルを実現するために、乱れ強度や乱れスケールをどのように制御すれば良いかを実験的に検討した。その結果以下の事が明らかとなった。

- (1) 送風機の制御によって流れ方向の乱れを制御することで、低周波領域のパワースペクトルを目標値に合わせることができた。
- (2) 制御の容易な低周波領域と制御が困難な高周波領域がスムーズにつながるスペクトルを得るためには、7Hz~30Hzの周波数帯の乱れを発生できるメカニズムの併用が必要であることがわかった。
- (3) 適当な大きさの乱れスケールと乱れ強度を与えた場合には広い範囲の慣性小領域を実現できる。
- (4) 境界層乱流についても、制御可能周波数帯でほぼ目標のスペクトルを実現できるが、30Hz~1kHz程度の高周波成分は制御が困難であり、目標に一致させることが難しい。この部分の特性の改善はハード的な改良を含めて今後の課題である。
- (5) 大気乱流では慣性小領域は5桁以上に渡って存在し風洞実験では縮尺率を考慮して対応する慣性小領域が必要であるが、本風洞では約3桁程度の慣性小領域を再現できることが明らかとなった。

参考文献

- 1) 西 亮, 大倉光志, 松田雄二, 若藤修二, 津埜幸弘: 乱流風洞の研究(その1) 二次元風洞の流れ方向乱流の制御, 日本風工学会誌第61号, 1994, pp. 1-10.
- 2) Nishi A, and Miyagi H.: Computer Controlled Wind Tunnel for Wind-Engineering Applications, J. of Wind Eng. Ind. Aerodyn., 54-55, 1995, pp.493-504.
- 3) 西亮, 菊川裕規, 松田雄二, 田代大悟: アクティブ制御乱流風洞の研究, (その1) 流れ方向と鉛直方向の乱れ同時制御, 第14回風工学シンポジウム, 1996, pp. 145-150.
- 4) 菊川裕規, 西亮, 松田雄二, 田代大悟: アクティブ制御乱流風洞の研究, (その2) 時間遅れ修正法による乱れ制御, 第14回風工学シンポジウム, 1996, pp. 151-156.
- 5) Williams R.M., Paulson C.A.: Microscale temperature and velocity spectra in the atmospheric boundary layer, J. Fluid Mech., vol. 83, part 3, 1977, pp.547-567.
- 6) Teunissen H.W.: Characteristics of the mean wind and turbulence in the planetary boundary layer, UTIS Review No.32, 1970.
- 7) Driscoll R.J., Kennedy L.A.: A model for the turbulent energy spectrum, Phys. Fluids 26-5, 1983, pp. 1228-1233.
- 8) Hinze J.O.: Turbulence, McGraw-Hill, 1988.
- 9) 蒔田秀治, 飯田明由: 高レイノルズ数乱流場の統計的性質, 第1報, 局所等方性理論の検証, 日本機械学会論文集B編, 55-515, 1989, pp. 1847-1854.
- 10) Heisenberg W.: On the theory of statistical and isotropic turbulence, Proc. Roy. Soc. London, 1948, A. 195, pp.402-406.
- 11) Pao Y.H., : Structure of turbulent velocity and scalar fields at large wave numbers, Phys. Fluids, 8, 1965, pp.1063.
- 12) Kida S. and Murakami Y.: Kolmogorov similarity in freely decaying turbulence, Phys. Fluids, 30-7, 1987, pp.2030-2039.
- 13) 蒔田秀治, 飯田明由: 高レイノルズ数乱流場の統計的性質, 第2報, 三次元エネルギースペクトルの測定, 日本機械学会論文集B編, 56-522, 1990, pp.342-350.