

マルチファンの低周波数擾乱で駆動される乱流* (アクティブ格子法により生成される乱流の特性)

小園 茂平*¹, 宮城 弘守*¹, 和田 一洋*²

Turbulence Generated in Active-Grid Mode Using a Multi-Fan Wind Tunnel

Shigehira OZONO*³, Hiromori MIYAGI and Kazuhiro WADA

*³ Department of Applied Physics, Miyazaki University,
1-1 Gakuen-Kibanadai-Nishi, Miyazaki-shi, Miyazaki, 889-2192 Japan

The wind tunnel used is equipped with an array of fans, each of which is independently controlled via a personal computer. To establish an efficient driving mode for generating high-Reynolds number isotropic turbulence, a new driving mode ("active grid mode") is attempted where the active and inactive fans are grid-like arranged. The characteristics of turbulence are investigated for two kinds of external fluctuated signals. A flow structure of the turbulence generated by the active grid mode is proposed.

Key Words: Active Turbulence Generation, Multi-Fan Wind Tunnel, Turbulence Scale, Turbulence Intensity

1. 序

風洞を使って所要の流れ場を模擬的に再現することによって工学的に有用な情報を得ることができる。ところが乱流が支配的な流れではその特性の再現は容易でない場合が多い。実際、大気乱流の基本特性である高強度かつ大スケールの乱流の生成を目標とする場合、従来から用いられてきた乱流格子法などのパッシブな乱流生成法を一般的な規模の風洞で適用しても実現する乱流特性には自ずと限界がある。これを克服するため本研究では新型風洞を使ってアクティブな方法での乱流の生成を試みた。

高強度かつ大スケールの乱流とは、本質的にはテーラーのマイクロスケールに基づく乱流レイノルズ数 Re_λ が大きな流れと言えよう ($Re_\lambda = u'\lambda/\nu$, 但し u' は主流方向気流変動の rms 値, λ はテーラーのマイクロスケール, ν は動粘性係数)。境界層のようなせん断乱流では大スケール変動の異方性の影響が小スケール変動にも及びがちだが、格子乱流のようなせん断のない様乱流ははるかに影響が少ない。したがって、乱流の普遍的な性質を調べるのに格子乱流は好適である。しかし、一般に流下につれて乱れが急速に減衰す

るので大きな Re_λ を実現するのは難しい。そこで、高 Re_λ 乱流を実現する直接的な方法として、できるだけ低波数域でエネルギーを注入しパワースペクトルを低波数側に増幅させることが考えられる。この原理に従い、乱流の普遍的特性を調べる目的で、ジェットで攪拌したり⁽¹⁾、小さな板で直接流れを攪拌したり⁽²⁾する方法が試みられてきた。最近では、多数の正方板を、鉛直・水平方向に設置された柱列の軸まわりに振動させ、3次元的に気流を攪拌し大きな乱れ強度を持つ準等方的乱流を達成したとの報告がある⁽³⁾⁽⁴⁾。

西他⁽⁵⁾は比較的小さなファンを縦11個配置した2次元的なマルチファン型風洞を作り、大気境界層乱流の再現を試みた。このタイプの風洞はプロファイルの形成が比較的容易であるという長所の他に、各ファンが小さいので比較的細かな変動を供給できるという長所も持っている。さらに、これを拡張し縦11個横9個の面的配置のマルチファン型風洞が開発された。この風洞によって、ファンへの入力信号の時間的変化のみならず空間的に(つまりファンごとに)振幅と位相を変化できるという選択肢が拡がり、したがって運転法にバラエティが生じた。これまでに二つの方法によって生成される乱流の特性が調べられたが⁽⁶⁾、これらの方法はファンごとの独立制御性をいまだ十分には活用していなかった。本研究では、既存の二つの運転法を組み合わせた新たな方法("アクティブ格子法")を試

* 原稿受付 2006年3月13日。

*¹ 正員、宮崎大学工学部(☎889-2192 宮崎市学園木花台西1-1)。

*² 沖ソフトウェア(株)(☎812-0018 福岡市博多区住吉2-2-16)。

E-mail: ozono@phys.miyazaki-u.ac.jp

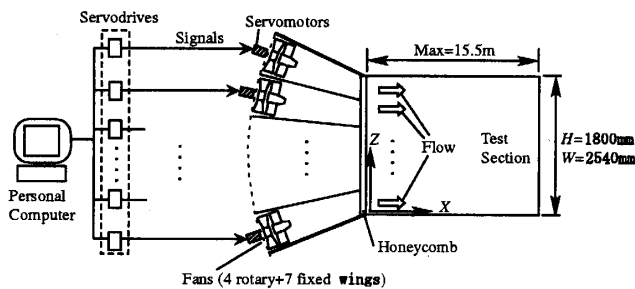


Fig. 1 Side view and driving mechanism of the multi-fan type wind tunnel.

みる。上記のアクティブ乱流生成の定石に従い、低周波数の擾乱を注入し高レイノルズ数の等方的な乱流の生成を目指しており、生成された乱流の基本特性を把握することが本研究の目的である。

2. 実験装置および方法

2.1 風洞装置の概要 使用したマルチファン型風洞は開放型押し出し式の風洞であり、その概要を図1に示す。本風洞の最大の特徴は、気流を多数のファンで駆動することである。扇形にひろがった送風部入り口の面内に99個（縦11×横9）のファンを配した。ファンはAC200Vサーボモーター（出力750W）に直づけされ、それぞれが独立にパソコンで制御される。

パソコンで作られた信号に従いファンが回転し生じた気流は隔壁で四面を囲われたダクトを通り独立して縮流され、最終的にハニカム（外径30mm、長さ212mm）で整流され測定部に至る。これらモーター→ファン→ダクトの一連の機構が“送風ユニット”となり、それらが集合して送風部を形成している。縮流比は平均して1:1.8である。それぞれのダクトの出口（すなわち、測定部入り口）における寸法は、水平長さ $M_y = 282\text{mm}$ 、鉛直長さ $M_z = 164\text{mm}$ である。測定部の断面の大きさは横2540mm×縦1800mmである。測定部は7個の可搬胴を組み合わせて構成され、いろいろな長さが実現できる。本論文では測定部長さは15.5m（最長）に固定した。その他の風洞の詳細は文献⁽⁶⁾を参照されたい。

座標軸は測定部入り口から流れ方向に向かい右下隅を原点とし、下流方向を X 、水平方向を Y 、垂直方向を Z と定義する。 (X, Y, Z) 方向に対応する速度成分を $(U+u, v, w)$ とし、 U は主流平均風速、 (u, v, w) は変動成分である。測定部内の位置は $(X/M_z, Y/M_y, Z/M_z)$ のように無次元化した。

風速は一様流を使用して較正され風洞壁面付近を除き、平均流速は $\pm 2.0\%$ 以下の非一様性、乱れ強度 $I (= u'/U)$ は 2.0% 以下であった。回転数が約

4200 rpm ($U = 16.0\text{m/s}$ に対応) まで非常に良好な直線性が得られた。風洞内には2次元トラバース装置が設置され、断面内の所要の位置にセンサーを移動することができる。変動流速の測定は熱線流速計 SYSTEM7000 (Kanomax CTA-1011) で測定し、プローブは線径 $5\mu\text{m}$ 、受感部長 1mm の X 型 (同 model 1241) と I 型 (同 model 1210) を用いた。検出された信号はロガー NR-2000 (KEYENCE) で A-D 変換した後、パソコンに収録した。高速フーリエ変換 (FFT) を用いてパワースペクトルを求めた。各ケースとも10個のスペクトルを算術平均して求めた。サンプリング周波数は 1.6kHz 、データ長は $2^{17} = 131072$ 個に設定した。

一般にアクティブな方法では吹出し気流の変動が下流まで影響しやすい。したがって、ある断面での流れ特性を調べる際、上流の吹出し条件に十分、注意を払った。

速度変動の自己相関係数を積分して時間積分スケール L_T を求め、テラーの凍結乱流仮説より主流方向乱れの空間積分スケール L_x を見積もった。

テラーのマイクロスケール λ は次式で定義される⁽⁷⁾。

$$\lambda^2 = \frac{u'^2}{\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle} \quad (1)$$

ここに、 u' は変動成分 u の rms 値、 $\langle \cdot \rangle$ は平均操作を示す。テラーの凍結乱流仮説より次式を使って時間微分を空間微分に置き換えて計算した。

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{U} \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2)$$

式(1)を使い、乱流レイノルズ数 Re_λ を次の定義式から求めた。

$$Re_\lambda = u'\lambda/\nu \quad (3)$$

2.2 運転法

2.2.1 一様アクティブ法 一様アクティブ法は、最も基本的なマルチファン型風洞の運転法である⁽⁵⁾。同一の時系列の信号を全てのファンに入力し一律に駆動する方法である (図2(a))。

信号は目的によって様々に定義できる。例えば正弦波の信号を与えれば正弦波的に変動する脈動を生成できる。広帯域擾乱からなる乱流を目標にする場合は通常、以下のような手順を経る。まず、乱流パワースペクトルの式を仮定する。例えば、自然風をよく記述している次のカルマンの式を使用することにする⁽⁸⁾。

$$S(f) = 4I^2 L_x U \left[1 + 70.8 (f L_x / U)^2 \right]^{-5/6} \quad (4)$$

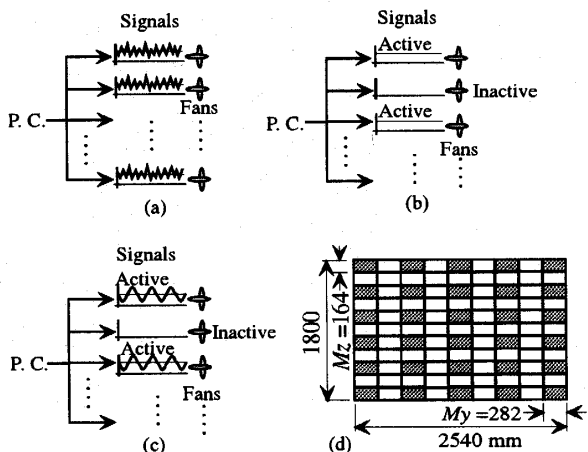


Fig. 2 (a) Uniformly active mode. (b) Quasi-grid mode. (c) Active-grid mode. (d) A sketch of the inlet of the test section with dimensions. Grey, active fans; white, inactive fans.

目標となる平均流速 $U \equiv U_{in}$, 乱れスケール $L_x \equiv L_{in}$, 乱れ強度 $I (= u'/U) \equiv I_{in}$ を上式に代入し, 目標パワースペクトル $S_{in}(f)$ を求め, それを逆フーリエ変換し時系列が生成される. パワースペクトルでは位相情報が欠落しているため, 区間 $[-\pi, \pi]$ の範囲で擬似乱数を発生させこれを位相成分として与え, 時系列を決定する. この時系列を一様流の較正に基づいて変動入力信号 $\tilde{U}_{in}(t)$ へ変換する.

これまでの実験から, 良好な応答性を示すのは数ヘルツ以下の低周波数領域に限られること, 図 3(a) に図式的に示されるように測定部全域に渡って脈動成分が卓越することなどが分かっている⁽⁶⁾.

2.2.2 擬似格子法 図 2(b) は“擬似格子法”を示す. 各ファンは独立に制御されるので, 駆動・非駆動ファンを図 2(d) のように格子状に配置できる. 駆動ファンに同一の定常信号 U_{in} (=一定) を入力する. 図 3(b) に図式的に示されるように, 測定部に吐き出された直後のせん断不安定によって乱流が生成され, その後急速に減衰するという従来の格子乱流同様の性質を示すことが分かっている⁽⁶⁾.

2.2.3 アクティブ格子法 図 2(c) は本論文で対象にした“アクティブ格子法”を示す. 擬似格子法と同様, 駆動・非駆動ファンを図 2(d) のような格子状に配置した.

駆動ファンへの入力信号は一様アクティブ法同様に様々な定義できるが, アクティブ格子法では一様アクティブ法のように脈動を利用して入力信号をそのまま再現しようと意図しているのではない. 自然に生成される乱れが外部擾乱によって増幅されることを意図している.

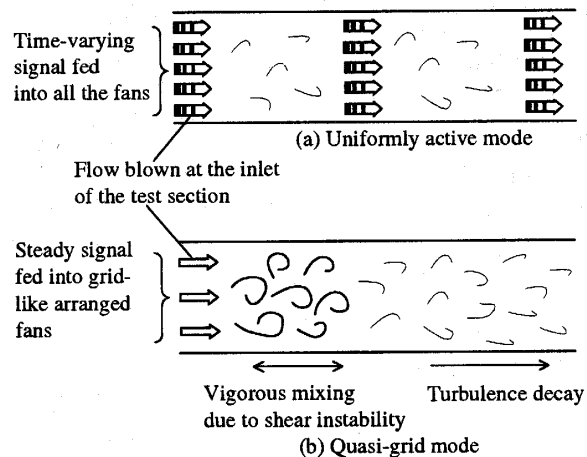


Fig. 3 Conjectured structures of the turbulent flow generated in previously studied modes.

本研究では 2 種類の入力信号を試みた. 第一の方法では, 一様アクティブ法と同様に, 式 (4) から合成される広帯域擾乱の信号を入力した. 原則として $U_{in} = 8 \text{ m/s}$, $I_{in} = 10\%$, $L_{in} = 5 \text{ m}$ を用いており, 特に言及しない場合はこれらの値を入力したものと見なしてよい. 第二の方法では, 単一正弦波の信号 $\tilde{U}_{in}(t) = U_{in} + \Delta U_{in} \sin 2\pi f_e t$ を入力した. この場合は $U_{in} = 5 \text{ m/s}$, $\Delta U_{in} = 0.5 \text{ m/s}$ に設定し, 外部周波数は $f_e = 0.02, 0.2, 2.0 \text{ Hz}$ の 3 種類を用いた.

U_{in} は入力信号に対応する風速であり, アクティブ格子法では部分的にファンを駆動するため, 十分な流下距離において実際に測定される平均流速 U_{out} は U_{in} よりもかなり小さな速度になる. 本実験の格子パターンでは, $U_{out} = 30/99 U_{in} \sim 0.3 U_{in}$ と見積もられる.

3. 広帯域擾乱を入力したアクティブ格子法

まず, アクティブ格子法においてカルマン型スペクトルに基づく変動信号を入力した場合をとりあげる. 既存の運転法による乱流の特性と比較し, アクティブ格子法により生成される乱流構造の推定を試みる.

3.1 一様性 アクティブ格子法では駆動・非駆動ファンが格子状に配置されている. したがってまず, いくつかの流下位置で平均流速プロファイルを計測し, せん断のない様な乱れ場が確保されているかどうかを調べてみた. 図 4 はいろいろな流下位置での平均流速鉛直プロファイルを示す. マルチファン型風洞では一般にダクト隔壁の影響でそれらの下流において平均流速が低下する傾向がある. 擬似格子法は一様アクティブ法に比べより上流でダクト壁の影響が消失することが分かっている⁽⁶⁾. 図 4 の下流方向変化を見ると,

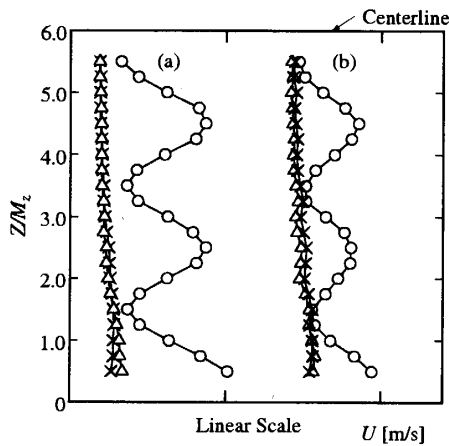


Fig. 4 Downstream development of mean velocity profile measured vertically. (a) Active-grid mode, \circ , $X/M_z = 12.2$; \triangle , $X/M_z = 30.5$; \times , $X/M_z = 61.0$. $U_{in} = 8.0\text{ m/s}$, $I_{in} = 10\%$, $L_{in} = 5.0\text{ m}$. (b) Quasi-grid mode, $U_{in} = 8.0\text{ m/s}$.

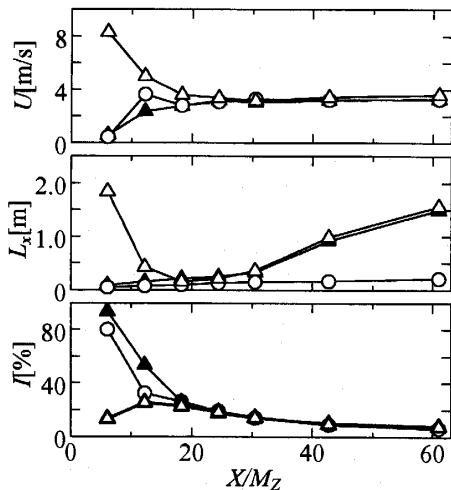


Fig. 5 Downstream development of turbulence characteristics. \circ , quasi-grid mode: $U_{in} = 8.0\text{ m/s}$; \triangle , \blacktriangle , active-grid mode: \triangle , downstream of an active fan; \blacktriangle , downstream of an inactive fan.

アクティブ格子法の平均流速プロファイルの変化は擬似格子法のそれによく似ており、アクティブ格子法も比較的にはやくダクト壁の影響が消えている。十分下流の $X/M_z \geq 30.5$ ($X \geq 5\text{ m}$) では、壁面近くでやや速度が大きくなる傾向があるが風洞中央 $6 \sim 8M_z$ にわたって一様流速が得られている。ここでは示していないが水平プロファイルも同様であった。したがって、 $6 \sim 8M_z$ 四方程度の十分広いコア領域でせん断の影響は小さいものと思われる。

アクティブ格子法では駆動・非駆動ファンが交互に配列されているので、かなり下流までその差が特性に

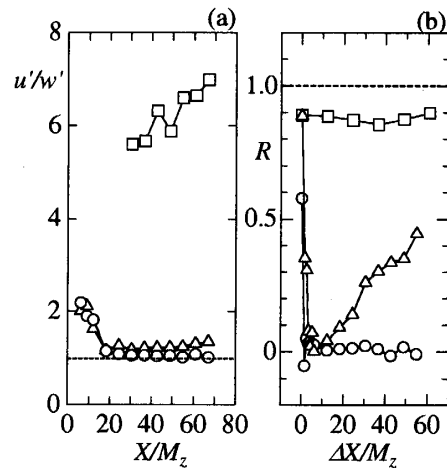


Fig. 6 (a) Downstream development of anisotropy. \triangle , active-grid mode; \square , uniformly active mode⁽⁶⁾: $U_{in} = 8.0\text{ m/s}$; $I_{in} = 10\%$, $L_{in} = 3.0\text{ m}$; \circ , quasi-grid mode⁽⁶⁾: $U_{in} = 8.0\text{ m/s}$. (b) Variation of spatial correlation coefficient with the streamwise separation. The symbols are the same as in (a). Data were collected downstream of an active fan in both (a) and (b).

影響するおそれがある。非駆動ファンの下流の代表として点 $(X/M_z, Y/M_y, Z/M_z) = (0, 4.5, 5.5)$ (風洞中心) を通り主流に平行な直線上と、駆動ファンの下流の代表として点 $(X/M_z, Y/M_y, Z/M_z) = (0, 4.5, 4.5)$ を通り主流に平行な直線上を適当な間隔で計測した。以下、本論文で「駆動ファン下流」や「非駆動ファン下流」の計測と言う時はこのような線上の計測を意味している。

いろいろな乱流特性の下流方向変化を図5に示す。確かに $X/M_z < 20$ では、アクティブ格子法の駆動・非駆動ファンの下流特性は異なっているが、 $X/M_z > 20$ ではほぼ一致している。図4のプロファイルも考え合わせると、 $X/M_z > 20$ の十分下流域では一様な流れになっているものと思われる。

$X/M_z > 20$ では、アクティブ格子法と擬似格子法の平均流速と乱れ強度の変化はほぼ一致している。しかし、乱れのスケールは $X/M_z \sim 30$ からアクティブ格子法の値が急に増加しはじめる。 $X/M_z \sim 30$ 前後でアクティブ格子法による乱流に擬似格子乱流とは異なる構造が生じたものと推測される。

3.2 異方性と空間相関 異方性の尺度として u'/w' をとりあげ、図6(a)にその下流方向変化を示す。擬似格子法では、測定部入り口近くでは大きな値をとるが、すぐに減少しほぼ一定の値 $u'/w' \sim 1.1$ をとり、格子乱流で一般的な $u'/w' = 1.1 \sim 1.2$ の値に一致する。いっぽう、アクティブ格子法は、測定部入

り口近くでは擬似格子法と同様であり、流下とともに $u'/w' \sim 1.2$ まで低下する。しかし、さらに下流では u'/w' がわずかではあるが徐々に増加する傾向があり、この点は擬似格子乱流と異なっている。一様アクティブ法では、全測定部にわたって大きい値をとり異方性が強い。

測定部内の乱流場の構造を調べるため空間相関係数を計測した。計測には I 型プローブを二本使用し、一つを点 $(X/M_z, Y/M_y, Z/M_z) = (6.1, 4.4, 4.5)$ に固定し、他方のプローブを点 $(X/M_z, Y/M_y, Z/M_z) = (0, 4.7, 4.5)$ を通る直線上に沿って X 方向下流に移動させた。これらのプローブの設置位置はいずれの運転法でも駆動ファンの下流に相当する。二つのプローブ間の水平距離を ΔX とし、その関数として相関係数 $R(\Delta X)$ を求めた。その結果を図 6(b) に示す。擬似格子法では、一般の格子乱流と同様、二点の接近時に R は比較的大きな値をとるが離れるにつれて急速に低下する。これと同様に、アクティブ格子法では、 $\Delta X/M_z = 0$ の時は $R \sim 0.88$ と高い値を示すが急速に減少し $\Delta X/M_z \sim 3.1$ で極小値をとる。しかしながら、擬似格子法とは異なり、 $\Delta X/M_z \sim 5.0$ 以降、アクティブ格子法における空間相関係数は徐々に増加する傾向が見られた。一様アクティブ法では、 $R \sim 0.9$ という高い値が下流方向全域にわたって維持され脈動による変動が卓越していることを示す⁽⁶⁾。

3.3 パワースペクトル 混合の盛んな領域より十分下流 ($X/M_z = 30.5$) でこれら三つの運転法により生成される乱流のパワースペクトルを比較してみた。図 7 にそれぞれの運転法による気流変動のパワースペクトルを示す。アクティブ格子法の特徴は擬似格子法に近く、連続的なスペクトル分布になっており $-5/3$ 乗則に従う慣性小領域が明らかに認められる。低周波数域を除き、 u 成分スペクトルと w 成分スペクトルは同等な値を示し、擬似格子法と同様、等方的である。一様アクティブ法では、数 Hz のあたりにスペクトルの落ち込みが見られ、低周波数域と高周波数域の乱流機構が異なることを示している。 $-5/3$ 乗則に従う明確な慣性小領域もほとんど見られない。

図 8 にこのアクティブ格子法で得られた乱流のパワースペクトルの下流への発展を擬似格子法と比較して示す。低周波数の挙動が有意に異なっている。擬似格子法は下流方向に行くにつれて u 成分の低周波数成分を含む全周波数領域で減衰している。アクティブ格子法では流下によっても低周波数におけるパワーが比較的維持され、慣性小領域が低周波数側に拡大しているように見える。しかし、カルマン型スペクトルに基

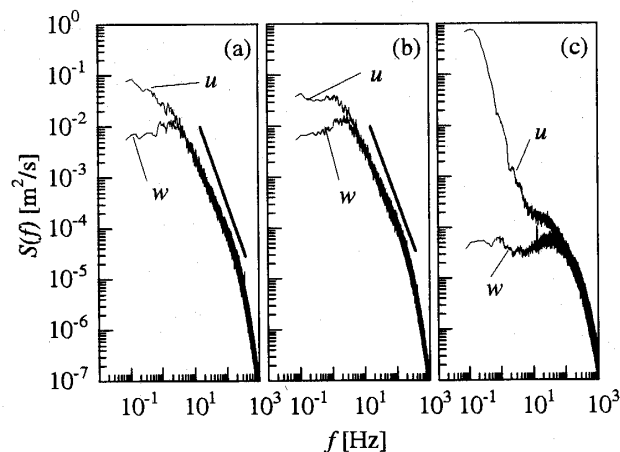


Fig. 7 Comparison of u and w spectra. (a) Active-grid mode. (b) Quasi-grid mode: $U_{in} = 8.0$ m/s. (c) Uniformly active mode: $U_{in} = 8.0$ m/s, $I_{in} = 10\%$, $L_{in} = 5.0$ m. All data were collected at $X/M_z = 30.5$. The straight lines indicate a slope of $-5/3$.

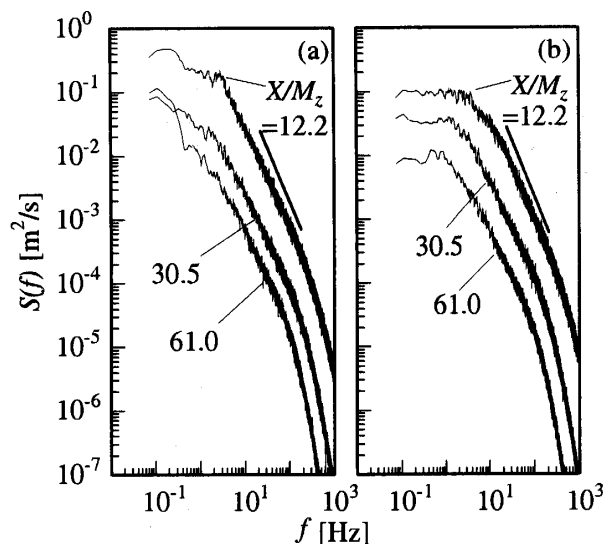


Fig. 8 Streamwise development of u spectrum. (a) Active-grid mode. (b) Quasi-grid mode: $U_{in} = 8.0$ m/s. The straight lines indicate a slope of $-5/3$.

づく変動信号はある範囲の低周波数域の擾乱から構成されているので、高周波数に見られる慣性小領域と相互干渉した結果の拡大かどうかこれだけでは判然としない。これを明らかにするため、次に、アクティブ格子法において単一正弦波擾乱を数種入力し慣性小領域との相互干渉の様子を調べることにした。

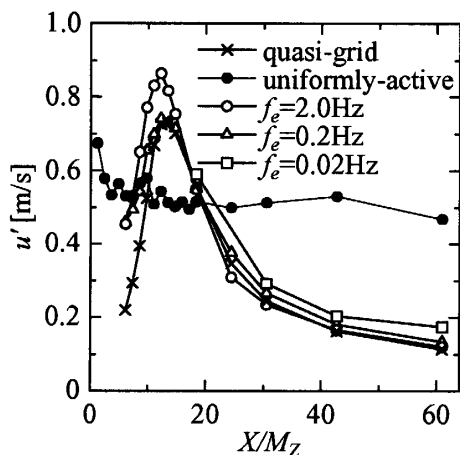


Fig. 9 Streamwise development of u' . \times , quasi-grid mode: $U_{in} = 8.0$ m/s; \circ , \triangle , \square , active-grid mode; \bullet , uniformly active mode: $U_{in} = 8.0$ m/s, $I_{in} = 10\%$, $L_{in} = 5.0$ m. As for the quasi- and active-grid modes, data were collected downstream of an active fan.

4. 正弦波擾乱を入力したアクティブ格子法

アクティブ格子法にいろいろな周波数の単一正弦波擾乱を入力して、生成された乱流特性が入力周波数によりどのように変化するかを調べた。

4.1 速度変動 rms 値 気流の混合の推移を調べるために速度変動 rms 値 u' の下流方向変化を測定し、既存の方法の結果とともに図 9 に示す。アクティブ格子法のいずれの周波数についても、擬似格子法と同様に $X/M_z \sim 11.0$ で最大を示し、このあたりで最も剪断層がさかんに混合していることを示している。それを超えると、下流方向に行くにつれて指数関数的な乱流の減衰が見られる。ファンの配置が同じであるアクティブ格子法と擬似格子法では相似な混合機構を内包していると思われる。いっぽう、一様アクティブ法は他の運転法と傾向が全く異なる。一様アクティブ法では特に気流の混合の激しい領域は見られない。吹き出し口直後少し低下し、それ以後はほぼ一定値をとっている。

4.2 異方性 図 10 に、異なる入力周波数について、 u'/w' の下流方向変化を示す。まず、同じ入力周波数では駆動ファンと非駆動ファン下流の挙動はほとんど同様な傾向であることが分かる。いずれの入力周波数でも、上流側 $X/M_z \leq 11$ ではまだ気流の混合が進んでおらず大きな値をとる。 $X/M_z \sim 11$ から下流を見ると、 $f_e = 2.0$ Hz では、 $1.1 < u'/w' < 1.3$ に低下する。 $f_e = 0.2$ Hz では、それより大きな $u'/w' \sim 1.4$ 程度の値をとっている。これらの値は一般の格子乱流の $u'/w' = 1.1 \sim 1.2$ より少し大きい。

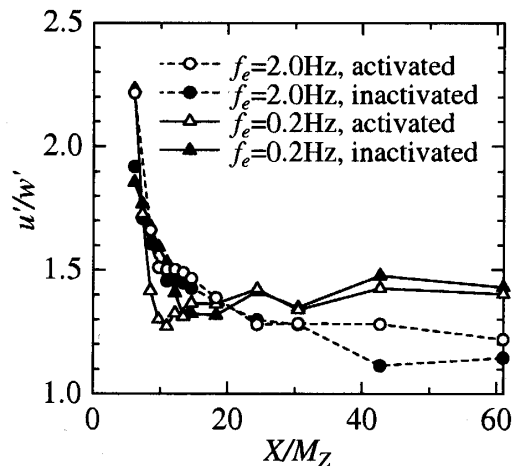


Fig. 10 Downstream development of anisotropy. \circ , \triangle , downstream of an active fan; \bullet , \blacktriangle , downstream of an inactive fan.

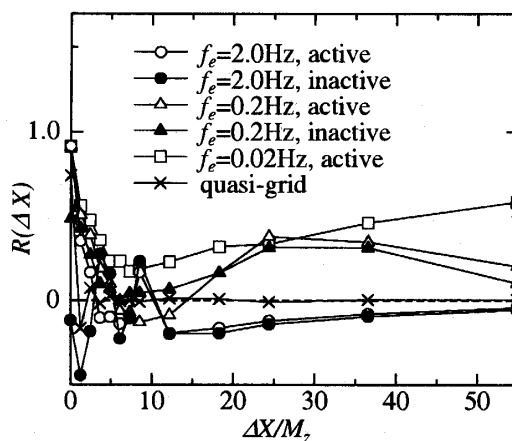


Fig. 11 Variation of spatial correlation coefficient with the streamwise separation. \circ , \triangle , \square , downstream of an active fan; \bullet , \blacktriangle , downstream of an inactive fan. \times , quasi-grid mode: $U_{in} = 8.0$ m/s.

4.3 空間相関 3.2 節同様、I 型プローブを二つ使用し、一つを $X = 6.1M_z (= 1\text{m})$ に固定し、他方を X 方向下流に移動させ、相関係数 $R(\Delta X)$ を求めた。空間相関係数の下流方向変化を図 11 に示す。横軸は ΔX で示しているが、移動しているプローブの位置は $X/M_z = 6.1 + \Delta X/M_z$ で求まる。 $\Delta X/M_z \geq 12$ すなわちプローブの位置が $X/M_z \sim 17$ 以上ではそれぞれの挙動は明瞭である。図 9 で分かるように混合が盛んに起こる位置を越えて等方的な乱流に移行する領域がこれに対応している。

まず、同一の入力周波数に対しては、駆動ファンと非駆動ファン下流の挙動はほとんど同様な傾向であることが分かる。 $f_e = 2.0$ Hz の場合、 $\Delta X/M_z \geq 12$ では

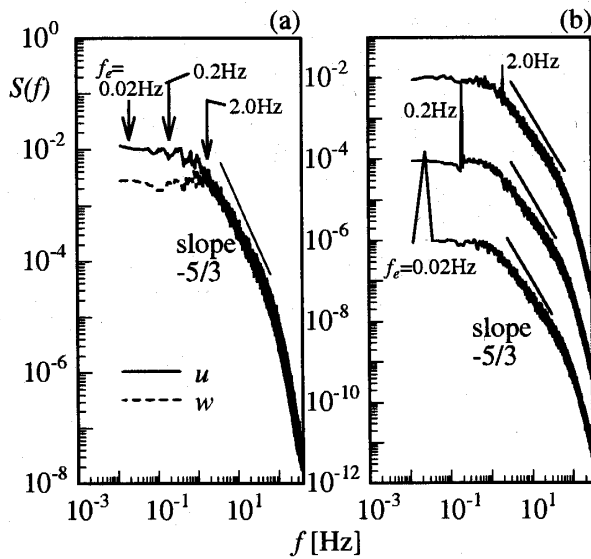


Fig. 12 (a) u and w spectra of the turbulent flow generated in the quasi-grid mode. $U_{in} = 8.0$ m/s. (b) u spectra for various input frequencies in the active-grid mode. Each of the curves is successively shifted by two decades. Data were collected at $X/M_z = 42.7$ in both (a) and (b).

$\Delta X/M_z$ の増加とともに単調に 0 に漸近する。 $f_e = 0.2$ Hz では途中 $X_z = 30 \sim 40$ の領域でいったん少し増加した後、0 に漸近している。そういった細かな挙動の違いはあるが、 $f_e = 2.0$ Hz および 0.2 Hz では、 $\Delta X/M_z$ の増加とともに相関係数が 0 に漸近している。 いっぽう $f_e = 0.02$ Hz の低周波数では、 $\Delta X/M_z$ の増加とともに相関係数が増加しており、正弦波擾乱がかなり下流でも卓越していることを示唆している。

$f_e = 2.0$ Hz ではわずかに負の相関をとっていることは興味深い。 $X/M_z \sim 11$ ($X \sim 1.8$ m) で強い混合が起これこの領域の前後で流れ構造が変化する。固定プローブは $X/M_z = 6.1$ ($X = 1.0$ m) に設置され、この領域より上流にある。混合の盛んな領域を経ることで位相がわずかにずれたものであるが、流れの詳細は今後の課題である。

4.4 パワースペクトル 図 12(a) に擬似格子法により生成された乱流のパワースペクトルを示す。慣性小領域に対応する部分が 2 桁程度見られる。この時、 $Re_\lambda \sim 200$ であり、この程度の Re_λ では勾配は理論値の $-5/3$ より小さくなることが知られている⁽⁴⁾。本論文で与えた正弦波擾乱の $f_e = 2.0$ Hz は慣性小領域のはじまり付近に、 $f_e = 0.2, 0.02$ Hz はエネルギー注入領域に位置している。

図 12(b) にいろいろな正弦波擾乱に対するパワース

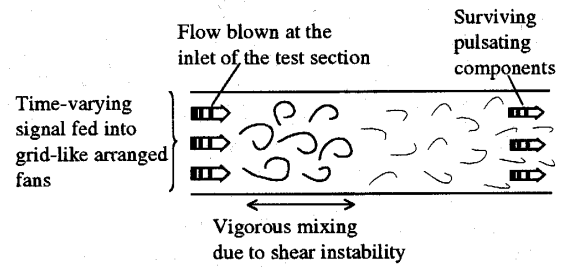


Fig. 13 Conjectured spatial structure of the turbulent flow generated in the active-grid mode.

ペクトルの変化を示す。いずれの周波数の場合も 2 桁程度の慣性小領域が見られる。しかし、スペクトルを相互に比較すると正弦波擾乱によるスパイク状成分を除いては、分布に殆ど差が見られず、低周波数のエネルギー注入によるパワーの増幅やそれに伴う慣性小領域の拡大はほとんど認められない。すなわち図 8(a) の低周波数においてスペクトルのレベルが維持されているのは、外部擾乱による攪拌で自然に乱流エネルギーが低周波数に拡大したのではなく、ほとんどは乱れの脈動成分が生き残ることによるものと考えられる。ちなみに、乱流レイノルズ数 Re_λ の下流方向変化も計測した。 $f_e = 0.2$ と 0.02 Hz では下流で $Re_\lambda \sim 200$ となり、擬似格子法と同等であったが、 $f_e = 0.02$ Hz の場合は $Re_\lambda \sim 900$ となり、明らかに周期的擾乱の影響により過大な値をとった。

実際に一組の格子を振動させて高強度大スケールの乱流を作るプロジェクトがあるが、これは技術的にも経済的にも制約が大きい⁽⁹⁾。本論文ではマルチファン型風洞でこの文字通りのアクティブ格子を模擬して、低波数域で外部からエネルギーを注入しパワースペクトルを低波数側に増幅させる可能性を検討した。しかしながら、本論文のような主流方向の擾乱だけでは、パワースペクトルを増幅させることは難しいことが分かった。今後は測定部吹き出し直後の混合過程で活発な攪拌を生み出す方途を模索しなければならない。マルチファン型風洞の独立制御性という大きな特長を利用するため、例えば、吹き出し直後のせん断不安定により生み出された渦と共鳴的に乱流を増幅させる運転法、ファンごとの外部擾乱の信号の位相差を積極的に利用する運転法などを検討中である。

5. アクティブ格子法による乱流の構造

図 13 にアクティブ格子法による乱流の構造を推定した。アクティブ格子法では、図 9 が示すように、ま

ず、格子状配置の駆動ファンによる吹出し直後のせん断不安定によって自然な混合が起こる。このような挙動は擬似格子法と同様である。しかし、ファン駆動による主流方向の脈動成分は消失したわけではなく、さらに下流に行くと、図 6(a) が示すように u 成分が徐々に卓越する。図 6(b) から分かるように混合の強い領域を過ぎると一様アクティブ法で見られたような強い相関が復活する。これらの挙動は、せん断不安定によって生じた乱れが流下するにつれて減衰し、脈動成分が再び顕現すると考えれば整合的に説明がつく。

6. 結 論

マルチファン型風洞を使用し、アクティブ格子法という運転法で高レイノルズ数等方的乱流の生成を試み、次のような結果を得た。

- (1) アクティブ格子法では、まず、格子状配置の駆動ファンによる吹出し直後のせん断不安定によって自然な混合が起こる。ファン駆動による主流方向の脈動成分は消失するのではなく、混合の盛んな領域を過ぎると強い相関が復活する。これらの挙動は、せん断不安定によって生じた乱れが流下するにつれて減衰し、脈動成分が再び顕現すると考えれば整合的に説明がつく。
- (2) パワースペクトルは正弦波擾乱によるスパイク状成分を除いては、分布に殆ど差が見られず、低周波数のエネルギー注入による慣性小領域の拡大は認められない。すなわち低周波数においてスペクトルのレベルが維持されている (図 8(a)) のは、外部擾乱により自然に乱れが低周波数に拡大したのではなく、乱れの脈動成分が生き残ることによるものと考えられる。

謝 辞

本研究は科学研究費補助金基盤研究 (C)(No. 17560430) の支援で行なわれた。ここに感謝申し上げます。

文 献

- (1) Gad-El-Hak, M. and Corrsin, S., Measurements of the nearly isotropic turbulence behind a uniform jet grid, *J. Fluid Mech.*, Vol. 62 part 1 (1974), pp. 115-143.
- (2) Ling, S. C. and Wan, C. A., Decay of isotropic turbulence generated by mechanically agitated grid, *Phys. Fluids*, Vol. 15, No. 8 (1972), pp. 1363-1369.
- (3) Makita, H., Realization of a large-scale turbulence field in a small wind tunnel, *Fluid Dynamics Research*, Vol. 8 (1991), pp. 53-64.

- (4) Mydlarski, L. and Warhaft, Z., On the onset of high-Reynolds-number grid-generated wind tunnel turbulence, *J. Fluid Mech.* Vol. 320 (1996), pp. 331-368.
- (5) Nishi, A. et al., Computer controlled wind tunnel, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 46/47 (1993), pp. 837-846.
- (6) Ozono, S. et al., Development of a large-scale wind tunnel of multi-fan type, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 70, No. 690 (2004), pp. 311-318.
- (7) Pope, S. B., *Turbulent flows*, Cambridge Univ. Press, (2000).
- (8) Von Kármán, Progress in the statistical theory of turbulence, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, Washington D. C., McGraw-Hill, (1948), pp. 530-539.
- (9) Bienkiewicz, B. et al., Active modeling of large-scale turbulence, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 13 (1983), pp. 465-475.