

部分アクティブ法により生成される乱流特性

長友 誠¹⁾・小園 茂平²⁾・加藤 英明³⁾・宮城 弘守⁴⁾

Characteristics of the turbulent flow generated by a partially-active method

Makoto NAGATOMO, Shigehira OZONO, Hideaki KATO, Hiromori MIYAGI

Abstract

The purpose of the present study is to establish an efficient turbulent flow generation method using the wind tunnel of multi-fan type. To date two kinds of control methods are available. One is to give the same signal to all the fans and rotate them uniformly (“*uniformly-active method*”). The other is to steadily drive grid-like distributed fans with the rest of the fans inactivated (“*quasi-grid method*”). In the present study, another method was adopted, where the activated fans are arranged in the same way as the quasi-grid method, but are actively driven similarly to the uniformly-active method.

Key Words:

Wind tunnel of multi-fan type, Partially-active method, Uniformly-active method, Quasi-grid method

1. 序

強乱場中の構造物に加わる荷重を評価することは工学的に重要である。乱流はいろいろなスケールの渦からなりたっているため、風洞で乱流場を模擬生成する場合、目的に応じて何らかのねらいを持って乱流生成が試みられている。まず、乱流は境界スケール程度の渦にエネルギーが集中しているため、工学的にはこの部分だけを構造物荷重にとって本質的と考えて乱流をシミュレートする方法が考えられる。

我々はこれまでにマルチファン型風洞を開発し低周波数の主流方向変動を決定論的に作り出す方法を提案してきた。全てのファンに一樣な変動命令を与えることで流れを制御する“一樣アクティブ法”を、最も基本的な制御法と位置づけその特性を主に調べてきた。

ついで、格子乱流生成法の自然な拡張である“擬似格子法”を試みた。これは、駆動ファンと非駆動ファンを格子状に配置し駆動ファンを定常運転する方法である。測定部吹き出し直後の剪断不安定により乱れが生成される。この方法は従来の格子乱流に近い特性を持つので一樣アクティブ法との比較に用いた。

一樣アクティブ法により生じた乱流は低周波数領域で u 成分の時間変動を決定論的に再現できるものの、異方性が大きく脈動成分が卓越した渦構造に乏しい流れが生成されることが分かっている¹⁾。しかし、乱流の中の小さなスケールの渦でも構造物周辺に生じる渦との相互干渉によって無視できない効果を及ぼすことも十分考えられる。例えば、剥離せん断層との相互干渉や、乱れによって乱流遷移を促進する表面粗度のような効果などである。また、一樣アクティブ法では主流方向成分だけの気流変動に制御が限定されるが、実際の物体に加わる荷重はバフエッティングだけでなく、近寄り乱れが3次元的な渦構造を持つことによって物体周辺からの放出渦との相互干渉が大き

1) 材料物理工学科博士課程前期2年

2) 材料物理工学科助教授

3) 材料物理工学科博士課程前期1年

4) 材料物理工学科助手

く影響を受ける。このように一様アクティブ法による乱流は不完全であるので、本研究ではこれまでの二つの生成法を組み合わせた新たな方法を試みた。その方法では、駆動ファンと非駆動ファンの配置は擬似格子法と同様であるが、駆動ファンは定常運転ではなく、一様アクティブ法同様の非定常運転をする。これを“部分アクティブ法”と呼ぶことにする。本論文の目的は部分アクティブ法を擬似格子法と比較することにより、部分アクティブ法による乱流の特性を実験的に明確にすることである。

2. 実験方法

2.1 風洞装置の概要

マルチファン型風洞の最大の特徴は、気流を複数のファンで駆動することである。縦 11 個×横 9 個=合計 99 個のファンが AC サーボモーターに接続され、それぞれ独立にパソコンで制御することが出来る。ファンの外径は 270mm で、単体では、風速はモーターの回転数にほぼ比例し最大 18m/s まで可能である。それぞれのファンで駆動された気流は、接続した矩形断面のダクトを通り縮流され、最終的にはハニカムで整流され測定部に吐き出される。縮流比は 1:1.83 である。座標は、図 1 に示し縮流部出口から流れ方向に向かい右下を原点とし下流方向に X 、水平方向に Y 、垂直方向に Z と定義する。 (X,Y,Z) 方向に対応する速度成分を $(U+u,v,w)$ として、この時の U を平均風速と定義し (u,v,w) を変動成分とする。それぞれのダクトの寸法は $M_Y=282\text{mm}$ 、 $M_Z=164\text{mm}$ である。本論文では、 X 方向の乱れ特性を表示するため M_Z を代表長とした。

甲斐²⁾により $X/M_Z=61.0$ の測定断面において、風洞壁面近傍を除き平均風速は $\pm 2.0\%$ 以下の非一様性があり、

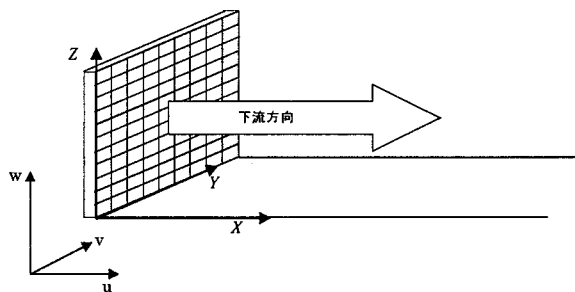


図 1. 座標軸

乱れ強度は 2.0%以下であることがわかっている。十分に混合した後の部分アクティブ法の平均風速は $U=3.1\text{m/s}\sim 3.6\text{m/s}$ の範囲であった。これに対応する $Re_M (UM_Z/\nu) = 0.34\times 10^5 \sim 0.4\times 10^5$ である。

測定部は八つの可搬胴からなっており、測定部の断面の大きさは横 2540mm×縦 1800mm であり可搬胴を組み合わせて流れ方向に 15.5m まで延長できる。風洞内には二次元トラバース装置が設置されており、断面内の所要の位置にプローブを移動することができる。

2.2 実験方法

変動流速の計測は、熱線流速計 SYSTEM-7000 (KANOMAX) で測定し、プローブは X 型 (Model 1241) を用いた。またデータ収録には NR-2000 (KEYENCE) を用いた。また、本論文では特に断りがない場合は、風洞断面中心の計測を代表とした。測定部の風洞長は 15.5m に固定し、サンプリング周波数 10kHz、サンプリング時間間隔 10^{-4}s 、データ長 $2^{18} = 262144$ 個で実験を行った。

2.3 制御方法

2.3.1 一様アクティブ法

一様アクティブ法では、まず目標となる乱れ強度 I_{tar} 、乱れスケール L_{tar} 、平均風速 U_{tar} を次の Kármán の式に代入してパワースペクトルを求め、それを逆フーリエ変換することで時系列を作成する。

$$S(f) = 4I^2 L_x U \frac{1}{\left\{ 1 + 70.8 \left(\frac{f L_x}{U} \right)^2 \right\}^{\frac{5}{6}}}$$

ここに、

$S(f)$: 主流方向気流変動のパワースペクトル密度関数

f : 周波数

U : 主流方向平均風速

L_x : 主流方向成分乱れスケール

I : 主流方向成分乱れ強度

時系列データに比例する入力信号は 99 個のファンのモーター全てに 0.02s の間隔で送られ、同位相で変動を起こす。この様な制御法を“一様アクティブ法”と呼ぶ。

2. 3. 2 擬似格子法

駆動ファンと非駆動ファンの配置パターンを格子状に分布させ駆動ファンに定常命令を与え乱流を生成できる。本論文ではこの制御法を“擬似格子法”と呼ぶ。様々な配置が可能であるが本論文では図 2 に示すような“格子型”を用いた。風速は $U_{tar}=8$ m/s に固定した。擬似格子法では部分的にファンを駆動するため流量は減る。格子型では全てのファンを駆動させた場合の 30/99 ~ 0.3 倍になる。 $U_{tar}=8$ m/s の時、測定部内気流は $U=8 \times 0.3=2.4$ m/s と予測される。

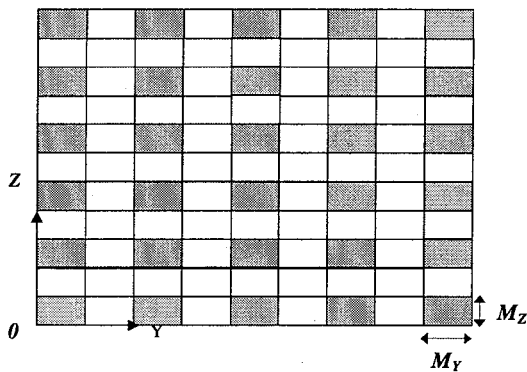


図 2. 配置パターン。 $M_Y=284$ mm, $M_Z=164$ mm ;
灰色, 駆動ファン; 白, 非駆動ファン

2. 3. 3 部分アクティブ法

駆動, 非駆動ファンの配置は擬似格子法と同じであるが, 擬似格子法と異なり駆動ファンには一様アクティブ法の駆動命令を与える。この制御法を“部分アクティブ法”と呼びこの方法で生成される乱流の特性を調べるのが本論文の目的である。従来の格子乱流に近い標準的な特性を持つと思われる擬似格子法の結果と比較することにより部分アクティブ法による乱流特性を明確にしたい。

本実験で主に用いた目標パラメータは $I_{tar}=10$ %, $L_{x,tar}=5.0$ m, $U_{tar}=8$ m/s である。これらの目標値は一様アクティブ法の設定値をそのまま採用した。部分アクティブ法ではこれらの値は必ずしも実際の気流特性に反映されない。部分アクティブ法の駆動ファンの配置は擬似格子法と同じであるので測定部内の平均風速は $U=8 \times 0.3=2.4$ m/s が予測される。一様アクティブ法の研究により測定部長さが大きくなると応答性が劣化することが分かっている。部分アクティブ法では擬似格子

法と比較するため測定部長さは, とともに最大の 15.5m に設定した。したがって乱流特性は目標値からはずれうる。

3. 部分アクティブ法の特性

3. 1 時系列波形

図 3 に二つの乱流生成法によって測定された時系列波形の u 成分と w 成分を示す。測定は $X/M_Z=30.5, 61.0$ の風洞断面中心で行なった。

部分アクティブ法, 擬似格子法ともに一般的な乱流に見られる広域変動のように見える。しかし, 下流に行くにつれて変動幅が減少し $X/M_Z=61.0$ では部分アクティブ法の u 成分に低周波数成分が明らかにみられる。

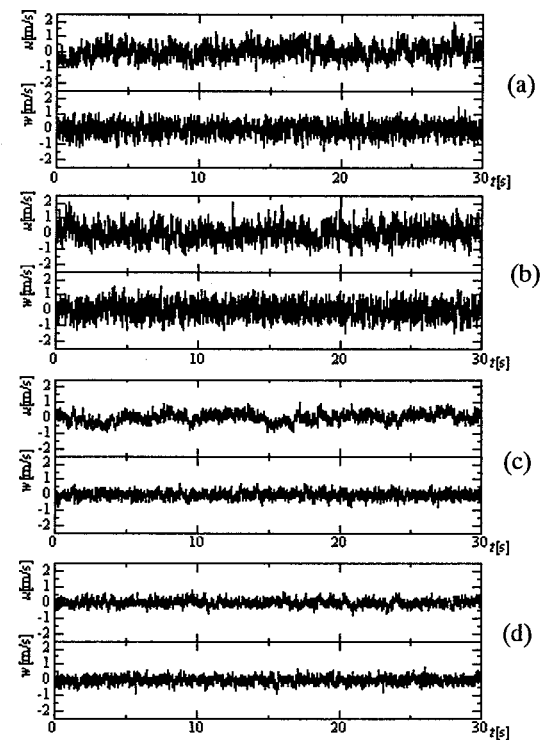


図 3. 時系列波形

(a)(c)部分アクティブ法 (a) $X/M_Z=30.5$ (c) $X/M_Z=61.0$
(b)(d)擬似格子法 (b) $X/M_Z=30.5$ (d) $X/M_Z=61.0$

3. 2 混合過程

部分アクティブ法の気流の混合の推移を調べるために下流方向変動 rms 値 u' の下流方向変化を測定し, 擬似格子法や一様アクティブ法と比較した。これを図 4 に示す。部分アクティブ法と擬似格子法の u' の分布は

ほぼ重なった。ともに、 $X/M_z \sim 12$ で最も強く乱れ、このあたりで混合が最も盛んに行われていることを示す。それを超えると、下流方向に向かうにつれて中間数的な乱流の減衰が見られる。一様アクティブ法ではそれらとは全く異なり、吹き出し口で $u' \sim 0.75 \text{ m/s}$ と少し大きな値をとるが、それを超えると全ての地点で $u' \sim 0.5 \text{ m/s}$ の一定値をとった。一様アクティブ法では特に

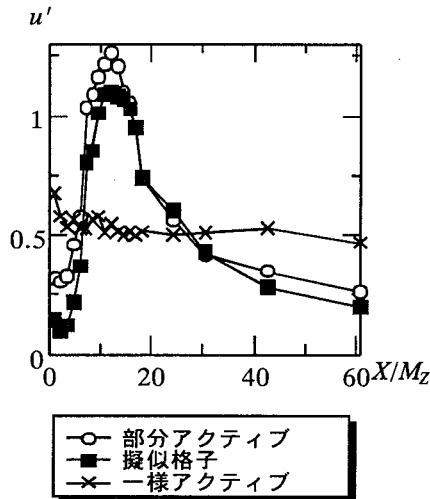


図4. rms 値の下流方向変化

気流の混合の激しい領域はない。

3. 3 鉛直プロファイル

一様性を調べるため、部分アクティブ法と擬似格子法の乱流特性の鉛直プロファイルを測定距離 $X/M_z = 12.2, 30.5, 61.0$ において調べた。 $0.52 = Z/M_z = 5.5$ の測定の範囲を $Z/M_z = 0.25$ ごとにトラバース装置を使用して気流を計測した。結果を図5に示す。

平均風速プロファイルの下流方向変化は、部分アクティブ法と擬似格子法とはよく似ている。ともに $X/M_z = 12.2$ においてファンの配置の影響が見られ断面で非一様である。 $X/M_z = 30.5$ では、中心部において平均風速はほぼ一様になっている。一様アクティブ法では、 $X/M_z = 42.7$ までダクト壁の下流における平均風速の減少が見られたが¹⁾、部分アクティブ法では見られなかった。

乱れ強度プロファイルの下流方向変化は、部分アクティブ法も擬似格子法も $X/M_z = 30.5$ でほぼ一様となった。

乱れスケールプロファイルの下流方向変化は部分ア

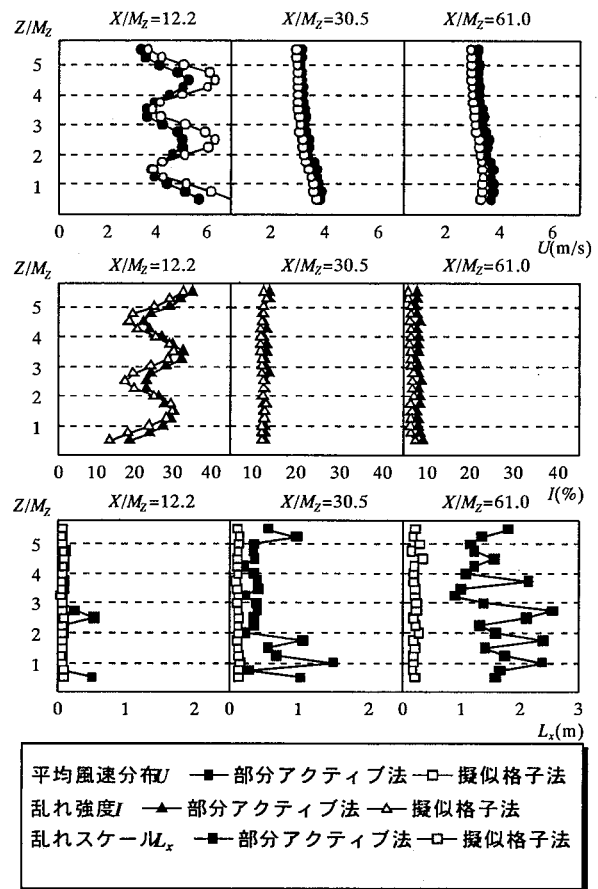


図5. 鉛直プロファイルの下流方向変化

クティブ法と擬似格子法で傾向が異なる。擬似格子法の乱れスケールは下流に行くにつれてわずかに増加しており格子乱流と性質がよく似ている。部分アクティブ法の乱れスケールは流下するにつれて著しく増加し $X/M_z = 61.0$ では $L_x \sim 2 \text{ m}$ 前後で不安定に変化している。

3. 4 乱流特性の下流方向変化

乱流特性の下流方向変化を図6に示す。非駆動ファンの下流の代表として風洞断面の中心線上 $Y/M_y = 4.5$, $Z/M_z = 5.5$ を選び、駆動ファンの下流線上の代表として $Y/M_y = 4.5$, $Z/M_z = 4.5$ を選んだ。測定は $X/M_z = 6.1$ から計測を行なった。

平均風速は、部分アクティブ法と擬似格子法とで大きな違いは見られない。吹き出し口直後の $X/M_z = 6.1$ においては当然ながら駆動ファン線上、非駆動ファン線上で大きく異なる。駆動ファン線上では吹き出し口直後は目標パラメータと同様の $U = 8.0 \text{ m/s}$ であるが、その後急速に減衰し $X/M_z = 30.5$ で $U = 3.6 \text{ m/s}$ となる。非駆動

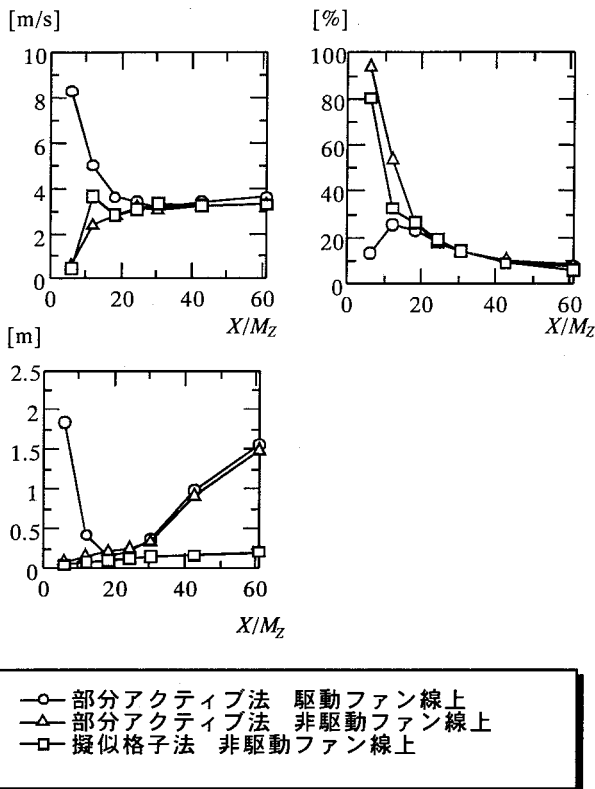


図 6. 乱流特性の下流方向変化

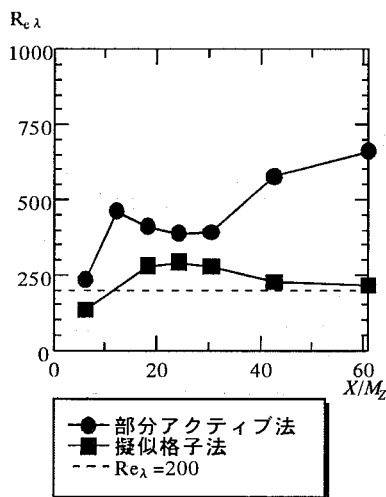


図 7. 乱流レイノルズ数の下流方向変化

ファン線上では $X/M_z=6.1$ で $U=0.5\text{m/s}$ であるが急速に増加し $X/M_z=30.5$ で同様に $U=3.6\text{m/s}$ となった。その後下流に行くにつれて有意な平均風速の上昇が見られるが、これは境界層の発達にともなう中心部の加速が原因と思われる。乱れ強度は、部分アクティブ法と擬似

格子法のどちらの場合も巾関数的に減少する。非駆動ファン線上の乱れ強度が著しく大きいのは平均風速が小さいからである。 $X/M_z=24.4$ 以降は二つの乱流は、ほぼ同じ値をとる。

乱れスケールは、一般に格子乱流では下流方向に向かって増加する傾向を示す。擬似格子法もわずかなではあるが下流方向に増加が見られた。部分アクティブ法では下流方向に向かうにつれて著しく増加し通常の格子乱流特性とは明らかに異なる。

図 7 に乱流レイノルズ数の下流方向変化を示す。乱流場が等方的であると仮定して見積もった。一般に乱流レイノルズ数が 200 を超えると慣性小領域の存在が明確になるといわれている³⁾。部分アクティブ法と擬似格子法で生成された乱流は測定部入り口付近を除き 200 以上であった。

3. 5 パワースペクトル

図 8 にそれぞれの乱流の $X/M_z=30.5, 61.0$ におけるパワースペクトルの下流方向変化を示す。パワースペクトルの計算には、高速フーリエ変換(FFT)を用いた。 u 成分および w 成分のスペクトルをそれぞれ 10 回算術平均した。

まず、パワースペクトルの外形を比較してみる。一様アクティブ法では、低周波数と高周波数にスペクトルのギャップが見られ明確な慣性小領域が見られなかった²⁾。これに対し部分アクティブ法では、連続したス

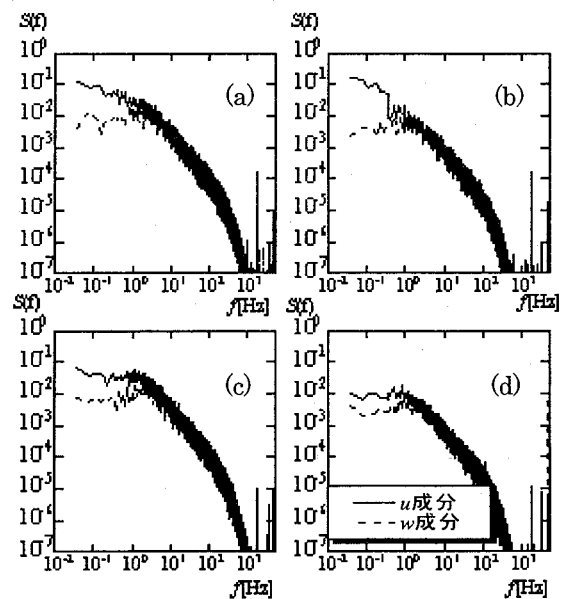


図 8. パワースペクトルの下流方向変化
(a)(b)部分アクティブ法(a) $X/M_z=30.5$ (b) $X/M_z=61.0$
(c)(d)擬似格子法(c) $X/M_z=30.5$ (d) $X/M_z=61.0$

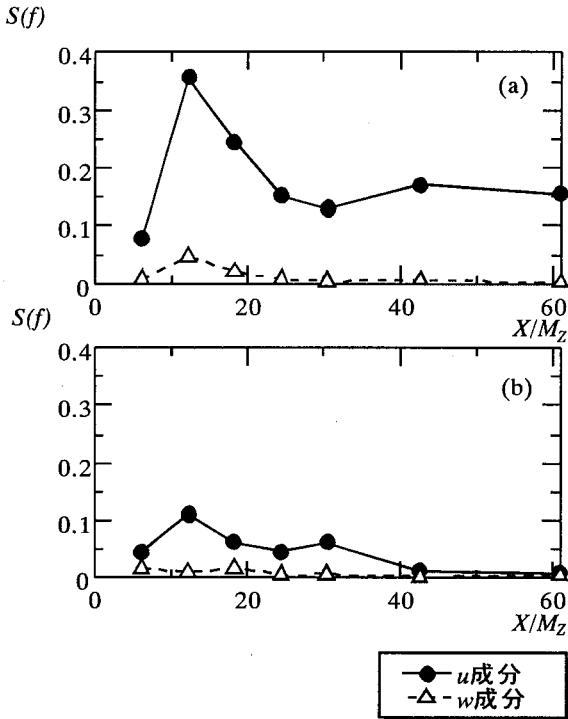


図9. 周波数パワースペクトルの下流方向変化
(a)部分アクティブ法, (b)擬似格子法

ペクトル分布になっており測定位置にかかわらず慣性小領域が約2桁存在しているように見える。

次に u 成分と w 成分の比較を行なう。部分アクティブ法、擬似格子法ともに低周波数で u 成分が w 成分より大きい。擬似格子法は、下流方向全域において u 成分と w 成分の差が低周波数で約1桁に収まり、準等方性の維持を示している。部分アクティブ法は、低周波数で u 成分と w 成分との差が $X/M_z=61.0$ で約2桁に広がり異方性が強くなっている。

パワースペクトルの下流方向変化に着目すると、擬似格子法は下流方向に行くにつれ u 成分、 w 成分の低周波成分がともに減衰している。それに対し部分アクティブ法は、 w 成分のみ減衰している。図9に最小解析周波数($=0.04\text{Hz}$)におけるパワースペクトル値の下流方向変化を示す。この図からも部分アクティブ法では低周波数の u 成分のレベルが維持されていることが分かる。最初、ファンにより与えられた主流方向変動は剪断不安定による混合を経た後も、他成分に輸送されることなく残存することをこれらの図は示している。

3. 6 等方性

各生成法について等方性の下流方向変化を測定した。

サンプリング周波数 10kHz, 測定時間 20.0 秒, データ長 200000 個でデータを収録した。測定は $X/M_z=6.1 \sim X/M_z=61.0$ まで 6.1 おきに行なった。

異方性の尺度として u'/w' を用い、図10に各生成法に対する u'/w' の下流方向変化を示す。一般に格子乱流では u'/w' は、約 1.1~1.3 を示すことが知られている。

一様アクティブ法では、全測定部にわたって $u'/w'=5.6$ という大きい値をとり異方性が強いことがわかっている。それに対し部分アクティブ法と擬似格子法は、上流側 $X/M_z=6.1$ でまだ混合が進んでおらず $u'/w' \sim 2.0$ 程の大きい値をとった。その後下流方向に進むにつれて急速に減少していき、 $X/M_z=30.5$ で極小値 $u'/w' \sim 1.16$ をとり、準等方的である。擬似格子法では $X/M_z=6.1$ で $u'/w' \sim 2.2$ と大きい値が急速に減少し $X/M_z \sim 20.0$ を超えるとほぼ一定の値 $u'/w' \sim 1.1$ をとる。興味深いことに部分アクティブ法ではさらに下流に進むと u'/w' が徐々に増加

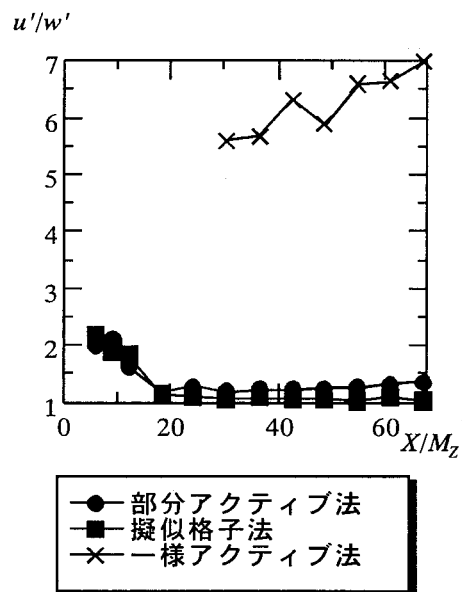


図10. 等方性の下流方向変化

していった。

3. 7 空間相関係数

空間相関係数の下流方向変化を図11に示す。データの収録は等方性の計測と同様であった。I型プローブを二つ使用し、一つを $X/M_z=6.1$, $Y/M_y=3.2$, $Z/M_z=5.5$ に固定し、他方のプローブを $Y/M_y=3.2$, $Z/M_z=4.53$ の直線上を X 方向に移動させた。固定したプローブも移動したプローブも駆動ファンの吹き出し口下流にあたる。

二つの計測点間の距離を ΔX として、 $\Delta X/M_z=0.0$ から $\Delta X/M_z=61.0$ まで測定を行なった。 $\Delta X/M_z=0.0$ の地点では二つのプローブを $\Delta Z/M_z=0.06$ に近づけた。一様アクティブ法では、空間相関係数 ~ 0.9 という高い値が下流方向全域にわたって維持されることが過去の研究¹⁾でわかっている。それに対し、本実験の擬似格子法は、 $\Delta X/M_z=0.0$ で空間相関係数は 0.6 となるがそれ以後は、下流方向全域にわたってほぼ 0 に近い値となった。

駆動ファン線上の部分アクティブ法では、 $\Delta X/M_z=0.0$ において空間相関係数が 0.88 と高い値を示すが急速に減衰し $\Delta X/M_z \sim 3.1$ で極小値をとる。興味深いことに $\Delta X/M_z \sim 5.0$ 以降部分アクティブ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。擬似格子法に見られるような標準的な乱流では二点間距離が広がれば相関は低下するのが通常であり、これは部分アクティブ法に見られる特異な挙動である。

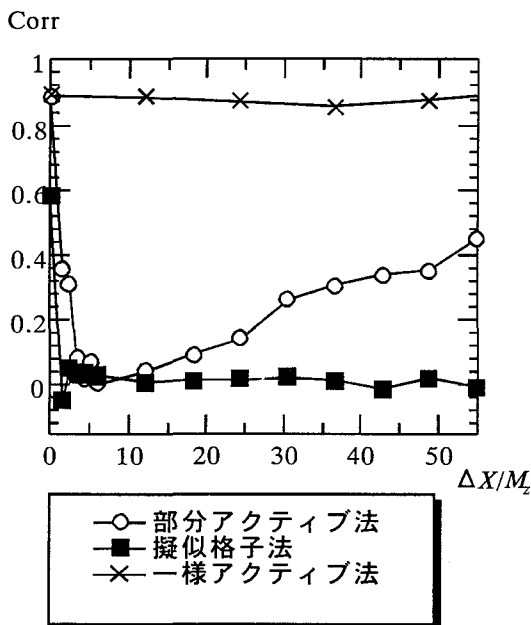


図 11. 空間相関係数の下流方向変化

4. 乱流の空間構造

以上の結果をまとめて図 12 に部分アクティブ法による乱流構造を推定した。風洞の上流側では一様アクティブ法に準じたファン駆動による脈動成分と格子状配置の駆動ファンによる吹き出し直後の剪断不安定による攪拌成分が混在する。図 10 が示すように下流側に行く

と、徐々に三次元的な攪拌成分が減衰し u 成分が卓越する。図 11 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コンシステンシーが復活する。これは図 12 に示すように攪拌成分の減衰につれて脈動成分が卓越することを意味している。

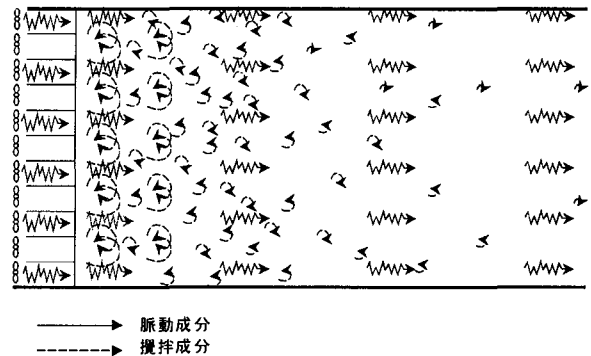


図 12 部分アクティブ法による乱流構造

5 章 結論

- ・主流方向の rms 値 u' の出口付近での下流方向変化は部分アクティブ法、擬似格子法ともに $X/M_z \sim 12$ で最も盛んに混合が行われている。一様アクティブ法は吹き出し出口以後一定値をとり特に混合の盛んな地点は見わたらない。
- ・部分アクティブ法の乱れ強度は擬似格子法と同様下流方向に急速に減少する。部分アクティブ法ではさらに下流の $X/M_z \sim 61.0$ で乱れスケールの増大が見られダクト壁の特性と思われるスケールの非一様性が見られる。
- ・部分アクティブ法のパワースペクトルは連続的なスペクトルで慣性小領域の存在が認められた。充分下流では低周波数において u 成分と w 成分の差が顕著に表われ、擬似格子法が約 1 桁の差であったのに対し、部分アクティブ法は約 2 桁の差になった。すなわち、下流方向に行くにつれ、 u 成分はエネルギーを保つが、 w 成分は減衰する傾向がある。
- ・部分アクティブ法は、吹き出し口付近では混合が不十分異方性が強いが、 $X/M_z \sim 30.5$ において $u'/w' \sim 1.2$ となり、乱流場は準等方的である。さらに下流に行くにつれ、徐々に u'/w' が増加し異方性が強くなる。

- ・部分アクティブ法では, $\Delta X/M_z \sim 3.05$ までいったん空間相関は急速に減少し $\Delta X/M_z = 6.1$ 以後は, 逆に増加する傾向がある.

謝辞

本研究を進めるにあたり、若杉康雄技官からの御協力に対し感謝申し上げます.

参考文献

- 1) 義岡：一様アクティブ生成法と擬似格子法の比較, 宮崎大学大学院工学研究科修士論文(2002)15-22.
- 2) 甲斐, 西：大型乱流風洞の開発研究, 宮崎大学工学部紀要, 28 (1999) 25-32.
- 3) 蒔田, 飯田：高レイノルズ数乱流場の統計的性質 (第1報), 日本機会学会論文集(B編), 55 (1989)1847-1854.