円形噴流における乱流の大規模構造*
(第1報, 乱流間欠性とそのスペクトル解析)高 曾 徹*¹, 西 野 友太良*²
栗 山 勝 志*³, 妹 尾 泰 利*⁴The Large-Scale Structure of Turbulence in a Co-Flowing Circular Jet
(1st Report, Turbulent Intermittency and Its Spectral Analysis)Toru KOSO, Yutaro NISHINO,
Katsushi KURIYAMA, and Yasutoshi SENOO

The conditional average and spectrum of turbulent intermittency were determined experimentally in order to study the large-scale structure in a fully developed region of a jet at $Re \approx 4 \times 10^4$. Turbulent intermittency functions, which were derived from hot-wire signals using a turbulent/non-turbulent decision, were used to obtain the zone average velocity and spectrum of intermittency. An interesting observation that the tips of turbulent bulges in far edge regions flowed slower than the co-flowing stream is attributed to the large-scale eddy motions in the intermittent region. As the time period in the turbulent intermittency functions correspond to the spatial length in the turbulent/non-turbulent interface, the spectra of intermittency functions are assessed to examine the length scale distributions of the large-scale structure. Walsh spectral analysis, which is suitable for the intermittency functions, reveals that the large-scale motions have no predominant scale but rather have many length scales longer than several-times the velocity half width.

Key Words: Turbulence, Jet, Turbulent Intermittency, Large-Scale Structure, Conditional Average, Spectrum, Walsh Function

1. 緒 言

近年, 噴流内の乱流構造は, 従来考えられてきたようなランダムな乱れの集まりではなく, 大規模で秩序だった構造によって特徴づけられることが明らかになってきた。特に噴流ノズル近くの領域では, 大規模な巻込渦構造が存在し, それが周囲流体のエントレインメントや乱流生成に支配的な役割を果たしていると考えられている⁽¹⁾⁽²⁾。しかし高レイノルズ数の噴流の十分発達した下流における大規模構造については, 主に流れの可視化⁽³⁾によってその存在が推測されているものの, 定量的研究は相互相関⁽⁴⁾や条件付平均⁽⁵⁾によるものなど二, 三の例を見るのみでいまだ解明は進んでいない。これは, ノズル近くの領域では速度スペクトルにピークが生じる⁽⁶⁾などかなり周期性の強い構造が存在するので位相平均することによって現象を把握できるのに対し, 下流の十分発達した領域では構造の三次元性が強く背景の乱れも大きいので速度スペクトル

にピークは見られず速度信号を直接解析しても大規模構造をとらえることが困難であるためと考えられる。

一方, 噴流などの自由せん断乱流では中心部の乱流と周囲の非乱流の間に明りょうな界面があり, それが不規則に波打って, 流れは間欠的な構造になっていることが知られている⁽⁷⁾。

そこで本研究では, 噴流の十分発達した領域における大規模構造を定量的に解明するため, 速度そのものを解析対象とするのではなく, この乱流間欠性の特性を調べた。つまり乱流・非乱流界面の挙動は大規模構造と強く関連していると考えられるから, 乱流間欠性を統計的に解析することによって大規模構造を定量的に把握することができる。そのため, 一様平行流中の円形噴流において, 熱線流速計を用いて実験を行い, 得られた速度波形を信号処理して乱流・非乱流を判別し乱流間欠性関数を求めた。この間欠性関数を用いて条件付領域平均を求め間欠領域の流動状況について検討するとともに, 間欠性関数をスペクトル解析して大規模構造の周期性や長さスケールについて定量的に調べた。

主 要 記 号

C: いき値 m/s^2

* 昭和63年3月17日 九州支部第41期総会講演会において講演, 原稿受付 昭和62年8月7日。

*¹ 正員, 九州大学機能物質科学研究所 (〒816 春日市春日公園6-1)。

*² 正員, 鈴木自動車工業(株) (〒432-91 浜松市外高塚)。

*³ トヨタ自動車工業(株) (〒410-11 裾野市御宿1200)。

*⁴ 正員, 三浦工業(株) (〒799-26 松山市堀江町7)。

- C_n : ウォルシュ係数
 d : ノズル直径 m
 D : 識別関数 (図3) m/s^2
 f_r : 間欠周波数 Hz
 $G(s)$: 間欠性関数のウォルシュスペクトル密度 s
 I : 乱流間欠性関数 [式(1)]
 l : 空間スケール m
 N : スペクトル解析データ数
 s : シーケンシー Zps
 t : 時刻 s
 u : 流れ方向速度 m/s
 x : 流れ方向座標 m
 y : 半径方向座標 m
 $y_{1/2}$: 速度半値幅 m
 γ : 間欠度
 Δt : サンプル間隔 s
 Δt_s : 平滑時間間隔 (= スペクトル計算のサンプリング間隔) s
 ν : 空気の動粘性係数 m^2/s
 ρ : 空気の密度 kg/m^3

添字

- 0 : 断面中心値
 e : 一様平行流
 j : 噴出流
 m : 最大値
 $(-)$: 時間平均 (全平均)
 $(\bar{})$: 乱流域平均
 $(\sim)$: 非乱流域平均
 (δ) : 変動分 (平均値との差)

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置・計測装置 図1に実験装置の概略図を示す。吸込式低乱風洞の試験部は断面 500×500 mm, 長さ 2.6 m のダクトで, その中に一様平行流を流し, 断面中央の円形ノズル (直径 $d=20$ mm) から噴

流を平行に噴出させた。風洞の設計に際しては乱流間欠性が比較的low周波な現象であることから一様流のlow周波速度変動を低く抑えるよう配慮した。そのため風洞の流路は吸込みから排出まですべて増速流路となるようにし, 整流装置は吹出式と同程度のものを用いた。また吸込部のエアフィルタによる圧力損失は 53 Pa (5.4 mmAq) 程度 (吸込部流速 0.83 m/s 時) で, 動圧の 125 倍もあるので, 吸込式風洞に固有の吸込渦^⑧をしゃ断する効果も期待した。乱れの測定結果は, 一様平行流速 7.5 m/s のとき, 相対乱れ度 0.20 % (4.9 Hz~2.5 kHz 範囲) で周波数範囲を 0.15 Hz~2.5 kHz と拡大しても 0.22 % であった。また噴流は送風機より内径 51 mm の管路で導き, 絞り比 6.25:1 の六次曲線の縮流ノズルより噴出させた。噴流の初期乱れは噴出流速 37.5 m/s のとき 0.74 % であった。

図2に計測・信号処理システムを示す。噴流の十分発達した領域でL形支針の単一熱線プローブを用いて速度を測定した。熱線流速計の線形化出力信号をアンチエイリアシングフィルタに通したのち, ウェーブメモライザでA-D変換した。A-D変換は12ビットで, サンプル間隔 Δt は 200 μs である。連続 6.55 s 間のデータを取得した。このサンプリングによって 0.08 Hz~2.5 kHz までの速度変動をとらえることができる。この取得したデータ (1測定点あたり 32 キロワード) をパーソナルコンピュータに転送し, フロッピディスクに保存し, 実験後, 2.2 節の乱流・非乱流判別, 平均速度計算, 間欠性スペクトルなどの計算処理を行った。また実験条件を設定・監視するため, 一様平行流と噴流の速度・温度をピトー管, 圧力変換器, 沈しょう式微差圧計, $\phi 0.1$ mm T 形 (C-C) 熱電対で測定した。なお, このように噴流まわりに一様流を付加することによって, 噴流周縁部の乱れの大きな所でも熱線流速計による正確な測定が可能になる。

2.2 乱流・非乱流判別方法 熱線流速計で測定した速度波形を信号処理して乱流と非乱流に判別する

図1 実験装置

ため、図3に示す判別方法を用いた。この方法はHedly-Keffer⁽⁹⁾の方法と同様に速度の時間微分から乱流・非乱流を判別しており、原理としては、乱流域では非乱流域に比べ速度変動の周波数が高く振幅が大きいという特性を用いている。速度を微分して周波数の高い変動を際立たせ、さらに微分して位相を90°ずらした信号と足し合わせて識別関数 $D(t)$ を得る。これを平滑化し、いき値 (閾値) と比較して、乱流のときを1、非乱流のときを零とする間欠性関数 $I(t)$ を得た。

$I(t)=1$: 乱流

$=0$: 非乱流 (1)

平滑化時間、いき値の設定に際しては元の速度波形や識別関数を参照しながら決めた。特に $\gamma=0.2$ 程度の噴流周縁部では速度波形や識別関数から容易に乱流・非乱流が区別でき、この位置で平滑化時間、いき値を決めた。他の位置では、平滑化時間については平滑化の空間スケールが同一になるよう平均速度を考慮して変化させ、いき値については断面内で一定値を用いた。本実験では、平滑時間 $\Delta t_s \approx 0.3 y_{1/2} / \bar{u}$ 、いき値 $C \approx 0.1 \bar{D}_0$ とした。なお、本実験のように噴流まわりに一様流を付加することによって、静止空気中の噴流の場合に比べ乱流・非乱流の区別がはるかに容易になる。つまり、乱流域内の速度変動の周波数は乱流域内の乱れの空間スケールと対流速度によって決まるが、一様流を付加した場合、対流速度の変化は比較的小さくなるので、乱流域速度変動の周波数範囲も比較的限られて非乱流の低周波変動との区別が容易になる。

2.3 実験条件 実験は噴出流速 $\bar{u}_j=37.5$ m/s,

図2 計測・信号処理システム

一様平行流速 $\bar{u}_e=7.5$ m/s で行った。速度比は $m=\bar{u}_e/\bar{u}_j=0.2$ 、速度差による噴出レイノルズ数は $Re_j=(\bar{u}_j-\bar{u}_e)d/\nu \approx 4.1 \times 10^4$ である。噴出流は一様流と同温 (温度差 0.1°C 未満) に保った。測定位置は十分発達した領域の $x/d=50, 100$ の2断面とした。一様平行流速の流れ方向変化は $x/d=0 \sim 110$ において $\pm 1\%$ 以内でほぼ一定であった。なお、1断面の測定には約1h要したが、その間、実験室温の変化を小さくするよう配慮したので、実験前後の熱線流速計の校正曲線の変化は 0.5% 未満に抑えることができた。

なお、予備実験として $x/d=0 \sim 110$ の10断面について平均速度・乱れ度分布を測定し従来の研究と比較した。最大速度・噴流幅の流れ方向変化はAbramovich⁽¹⁰⁾, Rajaratnam⁽¹¹⁾の速度比 $m=0.2$ のデータと良く一致した。平均速度分布は $x/d=20$ 以上で相似となり、分布形も Antonia-Bilger⁽¹²⁾の結果 ($m=0.22$) と良く一致した。また乱れ分布も Antonia-Bilger と同様な傾向を示した。さらに測定した速度分布を数値積分して超過運動量 $2\pi\rho \int (\bar{u}-\bar{u}_e)\bar{u}ydy$ を求めたところ、最大 10% のばらつきはあるものの流れ方向にほぼ一定で超過運動量が保存されていることを確認した。

3. 乱流間欠性の平均特性

まず、乱流間欠性の平均特性の結果を示し、考察する。

図3 乱流・非乱流の判別方法

3・1 間欠度, 間欠周波数 間欠度 γ は測定点が乱流である時間割合を意味し, 間欠関数の時間的平均 $\gamma = \overline{I(t)}$ で求められる。また, 間欠性周波数 f_r は乱流あるいは非乱流の出現頻度を意味し, 間欠性関数のパルス/s で求められる。図4に間欠度 γ の分布を示す。横軸は半径方向座標 y を速度半値幅 $y_{1/2}$ で無次元化している。 $x/d=50$ と 100 の二つの断面において間欠度は相似であり, また静止空気中の円形噴流における Wagnanski-Fiedler⁽¹³⁾ および Corrsin-Kistler⁽¹⁴⁾ の結果とも良く一致している。図5に間欠周波数 f_r の分布を示す。縦軸は, 半値幅 $y_{1/2}$ と断面平均速度 $(\bar{u}_m + \bar{u}_0)/2$ から得られた時間スケールで無次元化している。相似性が良く成り立っており, 最大値はほぼ間欠度 $\gamma=0.5$ のところで得られている。

3・2 領域平均速度 瞬間速度と間欠性関数を用いて乱流域だけあるいは非乱流域だけの領域平均を求

めた。

乱流域平均速度 $\bar{u}$, 非乱流域平均速度 $\bar{u}'$ は次式のように定義される。

$$\bar{u} = \overline{Iu} / \overline{I} = \overline{Iu} / \gamma \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\bar{u}' = (\overline{(1-I)u}) / (\overline{(1-I)}) = (\overline{(1-I)u}) / (1-\gamma) \quad \dots\dots\dots (3)$$

なお, 全平均 $\bar{u}$ との間に次のような関係が成り立つ。

$$\bar{u} = \gamma \bar{u} + (1-\gamma) \bar{u}' \quad \dots\dots\dots (4)$$

また, 乱流域乱れ $\sqrt{\bar{u}^2}$, 非乱流域乱れ $\sqrt{\bar{u}'^2}$ は次式のように定義される。

$$\bar{u}^2 = \overline{I(u - \bar{u})^2} / \overline{I} = \bar{u}^2 - (\bar{u})^2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\bar{u}'^2 = \overline{(1-I)(u - \bar{u})^2} / (\overline{(1-I)}) = \bar{u}'^2 - (\bar{u}')^2 \quad \dots\dots\dots (6)$$

なお, 全領域乱れ $\sqrt{\bar{u}^2}$ との間に次のような関係が成り立つ。

$$\bar{u}^2 = \gamma \bar{u}^2 + (1-\gamma) \bar{u}'^2 + \gamma(1-\gamma)(\bar{u} - \bar{u}')^2 \quad (7)$$

図6に領域平均速度の分布を示す。縦軸の平均速度は周囲の一樣平行流からの超過速度 $\Delta \bar{u}$ をその断面内の最大値 $\Delta \bar{u}_m$ で無次元化している。乱流域平均速度 $\bar{u}$ は全平均速度 $\bar{u}$ より少し大きくなっており Antonia ら⁽¹⁴⁾の結果と同じ傾向を示している。ここで特に注目すべきことは, 噴流の周縁部において乱流域平均速度 $\bar{u}$ が周囲の一樣流よりも小さくなっていることである。この「逆流」は乱流域平均速度 $\bar{u}$ のみに見られ全平均 $\bar{u}$, 非乱流域平均速度 $\bar{u}'$ には認められない。これは次のように解釈できる。図8に示すように乱流・非乱流界面は速度差による大規模渦運動のため平均的に巻き上がっており, 間欠度の低い場所での乱流域平均は, この巻き上がった乱流域界面の先端を選択的に平均することになる。それゆえ瞬間的な逆流現象をとらえることができるものと考えられる。この位置の間欠度 γ は $0.01 \sim 0.04$ と非常に低く, そのた

図4 間欠度の半径方向分布

図5 間欠周波数の半径方向分布

図6 領域平均速度の分布

め非乱流域平均速度 $\bar{u}$ や全平均速度 $\bar{u}$ には逆流が現れない。また、この逆流の検出は、条件が多くて厳しい条件付平均で得られたのではなく、単に乱流域という条件だけで得られていることに留意する必要がある。つまりこの結果は流れの中に逆流する瞬間のあることを示しているだけではなく、噴流周辺部に伸びた乱流域の先端が平均として逆流していることを意味し、乱流間欠性の大規模な組織的運動を示唆するものである。なお、このような現象は、エントレインメントに関連して推測されてきたが従来の研究では確認されておらず、今回、噴流の周囲に一樣流を付加してはじめて測定できたものと思われる。

図7に乱流域平均乱れ強さの分布を示す。この場合、乱流域平均 $\sqrt{\bar{u}'^2}$ 、非乱流域平均 $\sqrt{\bar{u}_t'^2}$ とともに全平均 $\sqrt{\bar{u}^2}$ との違いが顕著である。従来の研究⁽¹⁴⁾と同様な傾向を示している。また全平均乱れ強さの分布の相似性が成り立たないことは、Antonia-Bilger⁽¹²⁾によっても観測されている。

4. 間欠性関数のスペクトル解析

乱流間欠領域のある固定点で乱流間欠性関数を測定

図7 領域平均乱れ強さの分布

図8 大規模渦運動

すると、図9に示すように乱流・非乱流界面の形状に対応した乱流間欠性関数が得られる。つまり乱流・非乱流界面の空間的变化に対応して間欠性関数は時間的に変化する。それゆえ、間欠性関数の周波数特性を調べることによって乱流・非乱流界面の空間的な周期性を明らかにすることができる。

従来、乱流間欠性の周波数については間欠周波数 f_i が調べられてきた。しかし実際の間欠性には多くの周期性が混在しており、間欠周波数は全体の平均であるから間欠性の周波数特性のごく一部を表しているにすぎない。そこで間欠性関数をスペクトル解析することによって混在する種々の周期性成分を定量的に調べた。

4.1 ウォルシュスペクトル 間欠性関数のスペクトル解析にはウォルシュスペクトルを用いた。一般にスペクトル解析にはフーリエスペクトルがよく用いられるが、間欠性関数のように零と1のみを値とする方形波をフーリエスペクトル解析するとそのスペクトルには方形波の周期に対応する成分のほかに多くの高調波成分が現れる⁽¹⁵⁾。方形波にはそのような高次の三角関数成分が含まれているのだが、間欠性関数の周期を考えるうえで意味のあるのは最低次だけであって、高調波成分はなんら物理的意味を持たない。

ウォルシュ (WALSH) 関数⁽¹⁶⁾は+1と-1のみを値とする関数であるが、直交・完備であって、正規化できるので、任意の波形を級数展開することができる。図10に示すように間欠性関数に似ており、上述の高調波成分の発生が少なく間欠性関数のスペクトル解析に適している⁽¹⁷⁾。ウォルシュ関数は $WAL(n, t)$ の形で表され、 t は時間、 n は基本時間区間におけるゼロクロス回数である。なお、 n が偶数のとき $WAL(n, t)$ は偶関数で、 n が奇数のとき奇関数であることから三角関数と対比させて偶関数を $CAL(k, t) = WAL(2k, t)$ 、奇関数を $SAL(k, t) = WAL(2k-1, t)$ と表す (図10参照)。

図9 乱流・非乱流界面と乱流間欠性関数

ウォルシュパワースペクトル密度 $G(s)$ は式(8)で与えられる⁽¹⁷⁾.

$$G(s) = \frac{\Delta t_s}{N} (C_{2k}^2 + C_{2k-1}^2) \quad (k=1, 2, \dots, N/2) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$s = \frac{k}{N\Delta t_s} : \text{シーケンシー (Sequency) Zps}$$

ここで C_n はウォルシュ係数で、間欠性関数の離散有限ウォルシュ展開によって得られる.

$$C_n = \sum_{i=0}^{N-1} I_i \text{WAL}(n, i) \quad (n=0, 1, \dots, N-1) \\ (C_N=0) \quad \dots\dots\dots (9)$$

間欠性関数 $I_i = I(i\Delta t_s)$ ($i=0, 1, 2, \dots, N-1$)

シーケンシー s はフーリエスペクトルにおける周波数に相当するもので、単位 Zps は $(0.5 \times \text{ゼロクロス回数/s}) = (1/s)$ である.

4.2 スペクトル計算条件 スペクトル計算のための間欠性関数のサンプリングは、乱流・非乱流判別計算の平滑時間 Δt_s ごとに行った。解析データ数は $N=2048$ 、解析データ長 $N\Delta t_s$ は $x/d=100$ で 4~5 s、 $x/d=50$ で 2~3 s と十分長い。その結果スペクトル分解幅は $x/d=50$ で 0.305~0.488 Zps、 $x/d=100$ で 0.203~0.244 Zps となった。スペクトルの平滑化にはフーリエスペクトルでの考え方をそのまま適用してハニングを用いた。等価平滑幅が 1.7 Zps 程度になるよう $x/d=50$ で 2~5 回、 $x/d=100$ で 7~9 回のハニングをかけた。また、ウォルシュスペクトルは入力波形の位相変化に対してわずかながら変化する⁽¹⁸⁾ので、オ

ーバラップ平均してその影響を平均化した。そのため、入力波形を 1 サンプリング間隔 Δt_s ずつずらして 33 回スペクトルを求め平均した。

ウォルシュ係数 C_n は高速ウォルシュ変換 (FWT)⁽¹⁶⁾を用いて計算した。計算はパーソナルコンピュータで行い、容量上の制限と計算の高速化のため、2 台のパーソナルコンピュータを接続して用いた (図 2 参照)。片方のパーソナルコンピュータで乱流・非乱流判別と FWT 計算を行い、その計算結果をもう一方のパーソナルコンピュータに転送してハニングおよびプロットを行った。

4.3 解析結果および考察 図 11 に $x/d=50$ 断面、図 12 に $x/d=100$ の断面の半径方向の各位置における間欠性スペクトル密度分布を示す。間欠度 $\gamma=0.5$ 付近の間欠領域の中心では間欠運動が激しいためスペクトルも大きく、噴流中央部 ($\gamma=1$) や周縁部 ($\gamma=0$) の近くではスペクトルは小さい。図 11, 12 には間欠周波数 f_i も矢印で示しているがスペクトルは間欠周波数よりもさらに低い低周波領域に集中していることがわかる。シーケンシー $s=50$ Zps (つまり 50 Hz) 以下のスペクトルが大きく、乱流間欠運動が比較的長周期の現象であることがわかる。図 11, 12 には横軸のシーケンシー s を流れ方向長さスケール l に変換した座標も表示した。この空間スケール l は間欠性構造の対流速度として断面平均速度 $(\bar{u}_m + \bar{u}_e)/2$ を用いて次式で計算した。

$$l = (\bar{u}_m + \bar{u}_e)/(2s) \quad \dots\dots\dots (10)$$

間欠領域中心部のスペクトルから半値幅の数倍程度以上の空間スケールにスペクトル成分が比較的集まっていることがわかる。

また図 12 の $x/d=100$ の二つの測定点 $y/y_{1/2}=1.44$ ($\gamma=0.70$) および $y/y_{1/2}=1.68$ ($\gamma=0.42$) で、鋭いスペクトルピークが見られる。その空間スケールはそれぞれ $l=10.7y_{1/2}$ 、 $l=5.4y_{1/2}$ で非常に大きなスケールである。しかし、ピークの現れないスペクトルもあるので、これらのスペクトルの再現性を調べるため $y/y_{1/2}=1.44$ において同じ実験条件で繰返し実験した。図 13 に結果を示す。スペクトル成分が低周波に集中している点は同じであるがスペクトルピークは必ずしも現れない。このことから、スペクトルピークは短時間 (4~5 s) の間には認められるものの、恒常的な離散スペクトルは存在しないと考えられる。つまり間欠性の大規模構造の周期は低周波の広い範囲にわたって分布していると考えられる。

次に、明りような大規模構造が観測されている二次元せん断層の初期領域の大規模渦の流れ方向間隔と比

図 10 ウォルシュ関数

図 11 間欠性関数のウォルシュスペクトル ($x/d=50$) 図 12 間欠性関数のウォルシュスペクトル ($x/d=100$)

図 13 間欠性スペクトルの再現性

較する。Brown と Roshko は流れの可視化によって渦間隔を 3 622 回測定し頻度分布の形に整理した〔文献 (19) の図 18〕。それによれば渦間隔 l_v は $l_v = 2.8\delta_\omega$ を最頻値としてその出現確率の 80% は $\pm 0.9\delta_\omega$ の範囲に収まっている。ここで δ_ω は分布の渦度厚さである。これを半値幅に置き換えて考えると、ほぼ $l_v = 4.2y_{1/2} \pm 1.35y_{1/2}$ となる。この関係を図 11, 12 のスペクトル分布の空間スケール l と比較すると、本研究の噴流の十分発達した領域では、大規模構造の周期は極めて広い範囲に広がっていることがわかる。

5. あとがき

十分発達した高レイノルズ数の噴流における乱流間欠性を実験的に調べた結果、大規模構造について以下

の知見が得られた。

領域平均速度の分布から、噴流外縁に伸びた乱流域の先端が平均として逆流していることが明らかになった。このことは噴流のエントレインメントに対応した大規模な巻込渦構造に起因するものと考えられる。また、間欠性関数をスペクトル解析して乱流・非乱流界面の変動の空間スケールについて定量的に調べた結果、大規模構造には卓越スケールは認められず、むしろ速度半値幅の数倍以上の多くのスケールが混在していることが明らかになった。

なお、本研究の一部は科学研究費・特定研究「乱流現象の解明と制御」の援助により行われた。支援された各位に謝意を表す。

文 献

- (1) Yule, A. J., *J. Fluid Mech.*, **89**-3 (1978), 413.
- (2) Zaman, K. B. M. Q. and Hussain, A. K. M. F., *J. Fluid Mech.*, **138** (1984), 325.
- (3) 例えば, Dimotakis, P. E., ほか 2 名, *Phys. Fluids*, **26**-11 (1983), 3185.
- (4) Oler, J. W. and Goldschmidt, V. W., *J. Fluids Eng.*, **106**-2 (1984), 187.
- (5) Komori, S. and Ueda, H., *J. Fluid Mech.*, **152** (1985), 337.
- (6) Ko, N. W. N. and Davies, P. O. A. L., *J. Fluid Mech.*, **50**-1 (1971), 49.
- (7) Corrsin, S. and Kistler, A. L., *NACA Rep.*, 1244 (1955).
- (8) 谷・ほか 2 名, 流体力学実験法, (昭 52), 16, 岩波書店.
- (9) Hedley, T. B. and Keffer, J., *J. Fluid Mech.*, **64**-4 (1974), 625.
- (10) Abramovich, G. N., *The Theory of Turbulent Jets*, (1963), 176, 201, MIT Press.
- (11) Rajaratnam, N., *Turbulent Jets*, (1976), 83, Elsevier.
- (12) Antonia, R. A. and Bilger, R. W., *J. Fluid Mech.*, **61**-4 (1973), 805.
- (13) Wygnanski, I. and Fiedler, H., *J. Fluid Mech.*, **38**-3 (1969), 577.
- (14) Antonia, R. A., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **72**-3 (1975), 455.
- (15) 日野, スペクトル解析, (昭 52), 13, 朝倉書店.
- (16) Beauchamp, K. G., *Walsh Functions and Their Applications*, (1975), Academic Press.
- (17) 高曾・ほか 2 名, 九州大学生産科学研究所報告, **74** (昭 58), 149.
- (18) 文献(16)の 42 ページ.
- (19) Brown, G. L. and Roshko, A., *J. Fluid Mech.*, **64**-4 (1974), 775.

討 論

〔質問〕 牧 博 司〔東京理科大学理工学部〕

(1) 題目の前に「一様流中の同方向」という条件を加えたほうがよいのではないか。

(2) 1929 ページ左欄下 1 行めの背景の乱れとは何を指しているのか。

(3) コメント 1 にも関係するが、円形噴流の周囲

に周囲を拘束された一様流が存在する場合と存在しない自由噴流の場合の流れ場の相違をどのように考えておられるか。

(4) 多くのスケールが混在しているということは、スケールという概念で表現できないということと同じだと思うがいかがか。ご教示いただきたい。

〔回答〕 (1) 円形噴流の乱流の大規模構造を考えるうえで一様流の有無は結果に決定的な影響を与えるものではないと考えて題目に条件を書き加えなかった。題目に条件を書き加えない例は文献(14)などいくつか見られる。

(2) 大規模運動による速度変動以外の微小スケール速度変動などを指している。

(3) 本研究の場合、周囲の一様流の断面積は噴流に比べて十分大きく、噴流の最も成長した試験部出口でも一様流の周囲がダクト壁で囲まれていることによる影響は認められなかった。よって無限に広い一様流中の噴流を模擬していることになり、噴流の成長が周囲壁によって拘束されることはなく噴流の周囲は自由である。

さて、一様流の付加による流れ場の変化は、まず一様流による流れ場の流れ方向への引き伸ばしとなって現れ、その結果、噴流幅の成長・噴流中心速度の減衰はゆるやかになる。

しかし、乱れは速度差によって生じ、大規模構造も速度差や平均速度分布長さで規定されると考えられるから、それら基準スケールの違いを考慮に入れるならば、乱れ構造・大規模構造に大きな違いはないと考える。

(4) 本研究では多くのスケールが混在しているが、それらのスペクトル成分の大きさは均一でない。つまり白色スペクトルではない。図 11, 12 は半値幅の数倍程度以上の空間スケールにスペクトル成分が集まっていることを示しており、大規模構造の空間スケールが定量的にわかる。

〔質問〕 松永成徳〔九州工業大学〕

識別関数 $D(t)$ の構成要素として $\dot{u}$ と 90° 位相をずらした $\ddot{u}$ 成分を加えることの物理的意味について教えていただきたい。

〔回答〕 速度の時間微分は速度変動の高周波数成分を強調するためのもので、速度波形を $u = \sum_{i=1}^N a_i \sin$

$(\omega_i t + \varphi_i)$ で表したとき、微分によって、

$$\dot{u} = \sum_{i=1}^N a_i \omega_i \cos(\omega_i t + \varphi_i) \quad \cdots \cdots (i)$$

$$\begin{aligned} \ddot{u} &= \sum_{i=1}^N a_i \omega_i^2 \{-\sin(\omega_i t + \varphi_i)\} \\ &= \sum_{i=1}^N a_i \omega_i^2 \cos\left(\omega_i t + \frac{\pi}{2} + \varphi_i\right) \quad \cdots \cdots (ii) \end{aligned}$$

となって角周波数 ω_i の変動の振幅は a_i から $a_i \omega_i$, $a_i \omega_i^2$ に変わるので周波数が高いほど振幅は増幅される。

この微分された波形の絶対値といき値を比較して乱流・非乱流を判別しようとしても、 $|\dot{u}|$, $|\ddot{u}|$ は零から最大振幅まで激しく振動するから連続した乱流域の中でいき値を下回ることが頻繁に生じる。

そこで、そのようなことの少ない波形を得るため $|\dot{u}|$ と $|\ddot{u}|$ を加えた。 $\dot{u}$ と $\ddot{u}$ は式(1), (2)に示すように速度変動の位相が $90^\circ (= \frac{\pi}{2})$ ずれているから一方が零のときは他方が最大振幅となるので $|\dot{u}|$ と $|\ddot{u}|$ を加えて得られた識別関数 $D(t)$ は連続した乱流域の中で零になることは少ない。なお、図 3 の $D(t)$ の式で $|\ddot{u}|$ にかけた係数は $\dot{u}$ と $\ddot{u}$ の変動の平均的大きさの違いを補正するためである。本信号処理では $D(t)$ をさらに平滑化して判別関数 $\tilde{D}(t)$ を求め、いき値と比較して乱流間欠性関数を得た。

〔質問〕 永井 實〔琉球大学工学部〕

計測にホットワイヤプローブを使っておられるが、非接触形のレーザドップラー流速計などを使用することの適否についてご教示願いたい。

〔回答〕 レーザドップラー流速計では微粒子が焦点を通過したときしか速度は測定されないの、熱線流速計のような連続波形を得ることは困難である。本論文では速度波形を信号処理して乱流と非乱流を判別しているので高サンプリング周波数で得た速度波形が必要であるからレーザドップラー流速計は適さない。

なお、レーザドップラー流速計が微粒子の流速を測定していることから、流れの一部に選択的に微粒子を供給して、本論文とは全く別の原理で乱流間欠性を調べることができる(付1)。

(付1) 例えば・高曾・ほか2名, 第17回乱流シンポジウム講論集, (昭60), 49: 高曾・ほか2名, 機論B投稿中(選択的シーディング LDA による乱流間欠性の研究, 第1報)。