平面噴流の発達に及ぼす周期かく乱の効果*

森島隆二^{*1}, 早川道雄^{*2}, 飯田誠一^{*3}

Effect of Periodic Disturbances on the Development of a Planar Jet

Ryuji MORISHIMA, Michio HAYAKAWA^{*4} and Sei-ichi IIDA^{*4} Hokkaido University, Graduate School of Engineering,
N13 W8, Sapporo, Hokkaido, 060-8628 Japan

Effects of periodic disturbances on the development of a two-dimensional jet issuing from a contraction nozzle were studied experimentally. The disturbances were fed into the jet at the nozzle lips so as to excite the opposing shear layers with either symmetric or antisymmetric mode of velocity fluctuation. The forcing Strouhal number St_e , based on forcing frequency and nozzle width, was varied in the range of 0.08-1.2. The symmetric forcing at $St_e \approx 0.4$ and 0.8 increased the jet entrainment rate through frequency-halving processes. The maximal change of the jet width was achieved by the antisymmetric forcing at $St_e \approx 0.1$, which promoted the jet flapping motion in the region beyond the potential wedge.

Key Words: Planar Jet, Active Control, Periodic Forcing, Symmetric Disturbance, Antisymmetric Disturbance

1. はじめに

二次元自然噴流中の基本的な不安定モードとして、「対称形」と「反対称形(または、逆対称形)」の二つの変動があることはよく知られている⁽¹⁾⁽²⁾。通常、噴流出口高さの6~9倍までは対称形の変動のほうが優勢で、噴流中心線に関して対称に配列した渦構造が形成されやすい。それより下流においては反対称形の変動の増幅度のほうが高くなり、噴流の蛇行運動(フラッピング運動)をもたらす。そして、この蛇行運動には交互配列の渦構造が関与しているようである^{(3)~(6)}。したがって、人工かく乱を与えて平面噴流の発達を人為的に操作する場合、対称形と反対称形のどちらの変動モードを用いるかによって、噴流の発達に及ぼす効果もおのずから異なると考えられる。

層流ポアズイユ流れを初期条件にもつ平面噴流については、蒔田らの一連の研究⁽⁷⁾⁽⁸⁾によって、対称と反

対称かく乱で励起したときの流れ場が詳細に調べられている。これに対し、縮流ノズルから流出する噴流の励起実験は多数行われているにもかかわらず^{(9)~(12)}、対称と反対称かく乱の両方を扱った実験結果はほとんど報告されていない⁽²⁾。

本実験研究は、二次元縮流ノズルの両側の出口端に設けたスリットから、互いの位相差を設定できる周期かく乱を導入する方法によって、矩形速度分布を初期条件とする平面噴流の発達に及ぼす対称と反対称形のかく乱の効果を調べたものである。

2. 実験装置

2.1 二次元風洞と測定装置 実験は一辺800 mmの正方形断面の整流胴をもつ低速吹出し形風洞で行った。整流胴内にはハニカム一段と金網3枚が挿入されており、これに縮流比19:1、長さ1.2 mの2次元縮流部が取付けられている。縮流部の形状は、飯田⁽¹³⁾の提案した設計法に基づいて決定した。その下流端にさらに50 mmの平行延長部を設け、そこに人工かく乱発生装置を設置した。噴流出口断面の高さと幅は、それぞれ $H=42$ mm, $W=800$ mm であり、アスペクト比 (W/H) は19である。

流れ場の計測にはおもに定温度形熱線風速計を用い

* 原稿受付 1999年8月25日。

^{*1} 正員, (株)クボタ (☎ 103-8310 東京都中央区日本橋室町3丁目)。^{*2} 正員, 北海道大学大学院工学研究科 (☎ 060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)。^{*3} 正員, 北海道立工業試験場 (☎ 060-0819 札幌市北区北19条西11丁目). 北海道大学名誉教授。

E-mail: haya@eng.hokudai.ac.jp

た。熱線は線径 $5\mu\text{m}$ のタングステン線で、プローブは受感部長さが約 1mm の I 形である。風速計の出力電圧信号を A-D 変換器を介して、パーソナルコンピュータに集録し、オフライン処理した。A-D 変換の時間間隔とサンプル数は 0.2ms で 32 000 点、または 0.5ms で 20 000 点である。実験時における噴流出口流速は、あらかじめ標準ピトー管を用いて検定した出口動圧とノズル前後の壁面静圧差の関係から算出した。また、これを熱線の校正にも利用した。

2.2 人工かく乱発生装置 人工かく乱の発生にはスピーカの膜面振動を利用した。かく乱発生装置は 2 チャンネル独立出力をもつ信号発生器(エヌエフ回路設計ブロック社製)、ステレオ用増幅器、2 個のスピーカ、および導波箱から成っている。スピーカには定格出力 100Watt のウーハ(Fostex 社製)を用いた。その口径は 250mm 、最低共振周波数は 25Hz である。かく乱はノズル左右壁の先端中央部に設けたスリットから流れ内に注入される。スリットのすきまは約 1mm 、幅は $300\text{mm}(=0.38W)$ である。図 1 に噴流出口付近の水平断面略図を示す。

本かく乱発生装置により、原理的には風洞の特性や気流流速とは無関係に、任意の振幅と位相差をもつかく乱を左右せん断層中に与えることができる。本実験では励起信号に正弦波を用いた。左右の位相差が零のとき対称形かく乱による励起(以下、対称励起)、 π のとき反対称形かく乱による励起(反対称励起)である。

以下で使用する座標系は噴流出口断面の中央を原点として、下流方向へ x 、これと鉛直方向に y 、これらと直角方向に z とする(図 1)。なお、本実験における流れ方向の測定範囲は $x/H=15$ までである。

Fig. 1 Schematics showing the plan view near the jet exit section; not in scale

3. 測定条件と励起強さ

3.1 測定条件 実験はおもに出口中心流速 $U_j=10.2\pm0.2\text{m/s}$ 、レイノルズ数 $Re(=U_jH/\nu)\approx 2.9\times 10^4$ (ν は空気動粘度)の下で行った。このとき、出口中心における流れ方向速度成分の乱れ度は 0.52% であった。出口断面の $y=0$ における平均流速は約 700mm の範囲 ($z/W<\pm 0.44$) で一様であった。また、測定した最下流の位置 $x/H=15$ において、噴流中心流速が z 方向に一様とみなせる範囲はおよそ 400mm であった。ただし、これらはピトー管による測定結果であり、各 z 断面における速度分布や乱れ成分の二次元性の吟味は行っていない。

図 2 に噴流中心線上の平均流速 U_0 と速度変動強さ u'_0 を従来のいくつかの結果⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾⁽⁶⁾ とともに示す。 U_0 と u'_0 はいずれもレイノルズ数だけでなく、測定環境(装置や初期条件)の違いによっても少なからず異なっている。

3.2 流入かく乱の強さ(励起強さ) 風洞内部の気流を振動させる方法⁽¹⁰⁾ とは異なり、本手法では流れに与えたかく乱の強さを客観的に決めることが難しい。ここではかく乱導入スリットの下流、 $x=2\text{mm}$ の断面において測定した速度変動の実効値の最大値をもって、注入かく乱の強さとみなし、これを U_j で除した値を励起強さ a と定義した。最大値となる y の

Fig. 2 U and u' on the jet centerline
 .....Chambers et al.⁽¹⁵⁾ ($Re=7\,600$)
 ----Thomas & Chu⁽⁶⁾ ($Re=8\,300$)
 ——Hussain & Clark⁽¹⁴⁾ ($Re=32\,600$)
 -·-·Hussain & Clark⁽¹⁴⁾ ($Re=81\,400$)
 ○ Present result ($Re=29\,000$)

位置は ± 20.5 mm であった。

周期かく乱を発生するのに用いたスピーカの周波数特性は既知(2 kHz までほぼ平坦)であるが、かく乱発生装置全体の周波数特性は未知である。このため、励起強さとスピーカ入力電圧との関係を周波数ごとにあらかじめ検定実験で求めた。この関係は周波数に強く依存し、実験した周波数範囲 $f_e = 20 \sim 280$ Hz のすべてに共通に与えることのできた励起強さは 6% 程度までであった。

かく乱の波形は $f_e > 80$ Hz の範囲ではほぼ正弦波であったが、これ以下で高調波成分の重畳するのが認められた。この波形のひずみが以下の結果に与える影響は少ないと推測しているが、詳しい評価は行っていない。左右のスリットからのかく乱の位相差(零と π)は良好であったが、左右の振幅はわずかに異なっていたため、両振幅が一致するように片側のスピーカ入力電圧を調整した。

4. 実験結果

4.1 非励起時の流れ 図2の結果からもわかるように、励起実験の結果を評価するうえで、まず本装置における非励起時の噴流(自由噴流)の特性を明確にしておくことは重要である。

図3に $x \approx 1$ mm で測定した初期境界層の速度 U と変動強さ (u' , rms 値)の分布を示す。左右の層流境界層の特性はほぼ一致している。風洞縮流部の後半の断面積変化が緩やかで、さらに 50 mm の平行延長部があるため、境界層が比較的厚くなっており、99.5% 厚さ、排除厚さ、および運動量厚さはそれぞれ $\delta = 3.35$ mm, $\delta^* = 0.98$ mm, $\theta = 0.40$ mm, $\delta^*/\theta = 2.45$ である。

図4は出口中心、および図3の u' が最大になる y

Fig. 3 Boundary layer characteristics on both sides at the jet exit section

位置における速度変動の周波数スペクトルである。主流中には $f = 11, 39, 65$ Hz にピーク、 $f \approx 265$ Hz に明りょうな盛上がりが存在し、後者は境界層内でより顕著になっている。これらは熱線プローブや指示棒の長さを変えても同様に観測された。したがって、いずれも使用した風洞に寄生するものと考えられる。境界層内に見られる $f \approx 395$ Hz の盛上がりの発生原因は明らかではないが、後述の出口直後のせん断層に現れる変動のフィードバック作用に起因すると思われる。ちなみに、この周波数はレイノルズ数 $U_j \delta^* / \nu = 760$ に対して $2\pi\nu / U_j^2 \approx 350 \times 10^{-6}$ となり、境界層の不安定波としては高すぎるようである⁽¹⁶⁾。

図5はポテンシャルくさび領域における速度変動のスペクトル振幅 $\hat{u}(f)$ である。横軸は無次元周波数で

Fig. 4 Power spectra of u fluctuation at the jet exit section

— · — : at $y = 0$
—, — — : in the boundary layers

Fig. 5 Frequency spectra at the edge of a mixing layer. Ordinate shows spectral amplitude in arbitrary linear scale. Note shift in origin

表した。測定位置はせん断層の内縁, $U=0.95 U_j$ となる y 位置(ただし, $x/H > 3.5$ では $y=0$)である。出口直後では $fH/U_j \approx 1.1, 1.6$ の成分が卓越している。これらの周波数は図4中の265, 395 Hzに対応しており, 初期境界層運動量厚さに基づくストローハル数は $f\theta_e/U_j \approx 0.011, 0.016$ である。前者は増幅かく乱の振幅が最大になる変動モードに, 後者は増幅率が最大のモードに近い⁽¹⁷⁾, 前者は風洞気流中にすでに存在しているために, 特に顕著に現れたものと思われる。

一方, $x/H=3\sim 4$ における u 変動の卓越ストローハル数, すなわち本噴流の卓越モード (Jet preferred mode) は $0.25\sim 0.27$ であり, 従来の結果⁽¹⁸⁾ とほぼ一致している。

4.2 励起の周波数と振幅の効果 励起周波数 f_e の違いが噴流の発達に及ぼす効果のおおよそを知るため, まず励起強さを4%に固定し, 噴流中心線上の平均流速 U_0 の f_e に対する変化を調べた。 $x/H=12, 15$ における結果を図6に示す。縦軸は非励起時における値との比で, 横軸は無次元励起周波数 $St_e=f_e H/U_j$ で表示してある。

対称励起では広い周波数範囲にわたって U_0 が増す傾向にあり, 特に $St_e=0.4, 0.8$ 付近で最も大きな変化を示している。一方, 反対称励起の場合には $St_e=0.1$ 付近で U_0 が減少している。

Fig. 6 Variation of U_0 with forcing frequency. (U_{0N} denotes U_0 for the unforced case)
(a) Symmetric forcing ($a=4\%$).
(b) Antisymmetric forcing ($a=4\%$).
 ∇ : $x/H=12$, $\triangle$: $x/H=15$

これらの特徴的な励起周波数について励起強さによる U_0 の変化を調べた結果(図は略す), 対称励起の場合 $St_e \approx 0.4$ のとき $a \approx 4\%$, $St_e \approx 0.8$ のとき $a \approx 6\%$ よりも強いかく乱を与えても, 励起の効果は変わらないことがわかった。また, 反対称励起 ($St_e \approx 0.1$) では $a=8\%$ (この周波数で与えることのできた最大の強さ) で中心速度が最も低下した。

4.3 励起による速度場の変化 4.2 項の結果に基づき, 次の三とおりの励起条件の下で速度場の変化を調べた。

対称励起:

$$St_e \approx 0.4 (a=4\%),$$

および

$$St_e \approx 0.8 (a=6\%),$$

反対称励起:

$$St_e \approx 0.1 (a=8\%),$$

これらの励起条件における噴流半値半幅 b と断面流量 Q の x 方向変化を非励起時の値とともに図7(a), (b)に示す。ここで, 流量は出口流量 Q_e を差引いた増加分(連行量)を無次元化して表した。対称励

Fig. 7 Influence of forcing on the jet growth. (a) Half width. (b) Entrainment rate.
 ∇ : $St_e=0.41$ (symmetric), $\triangle$: $St_e=0.76$ (symmetric), $\square$: $St_e=0.11$ (antisymmetric), $\bullet$: unforced case

Fig. 8 Profiles of U and u' . (a) $St_e = 0.76$ (symmetric). (b) $St_e = 0.11$ (antisymmetric). $\triangle$: $x/H = 4$, $\bullet$: $x/H = 10$, $\circ$: $x/H = 15$. For unforced cases, $\cdots$: $x/H = 4$, $- \cdot -$: $x/H = 10$, $---$: $x/H = 15$

起による b の値は $x/H = 4$ で非励起時よりも増すが、 $x/H = 15$ でも 1.3 倍程度である。また、 $St_e = 0.4$ と 0.8 の結果はほぼ同じである。これに対し、反対称励起による噴流幅の変化はポテンシャルくさび領域よりも下流で顕著になり、 $x/H = 15$ で b の値は非励起時の約 1.7 倍である。半値幅の増加に伴い連行量も増加し、 $x/H = 15$ における反対称励起の値は非励起時の約 2 倍に達している。対称と反対称励起の結果の間に半値幅のときほどの差異がないのは、中心速度の減衰の仕方に違いがあるためである(図 8 参照)。

図 8 (a), (b) に 3 断面における平均速度 U と速度変動強さ u' の分布を示す。図 8 (a) は対称、(b) は反対称励起の結果である。前者については $St_e = 0.8$ の結果のみを示した。また、比較のため、各図中に非励起時における分布を線で記入してある。

対称励起の場合、平均速度は非励起時よりも全体に高くなり、噴流の広がりが増しているが、分布形状自体に大きな変化はない。ポテンシャルくさび終端付近の u' 分布 ($x/H = 4$) は成長した対称かく乱による変動の特徴を示し、中心部で最大になる。 $x/H = 15$ における乱れ強さは非励起時に比べ中心部でやや減少し、噴流の広がりが増したことに対応して周辺部で大きくなっている。

一方、反対称励起においては、 $x/H = 4$ における U と u' は非励起時とほとんど変わらない分布を示す。励起の効果は下流に進むにつれて顕著になり、 $x/H = 15$ では U と u' はいずれも非励起時に比べ中心部で

Fig. 9 Spectral evolution of symmetric disturbance. (a) $St_e = 0.42$, (b) $St_e = 0.76$. A thick arrow denotes forcing frequency. Ordinate is arbitrary in linear scale

やや減少し、周辺部で著しく大きい。

4.4 注入かく乱の挙動 図 9 (a), (b) は 4.3 項で調べた二つの対称励起条件における、 $y = 0$ 上の u 変動のスペクトルである。図 9 には $x/H = 2, 4, 6$ の 3 断面の結果を重ねて描いてある。 $St_e = 0.4$ では $f_e/2$, $St_e = 0.8$ では $f_e/4$ のスペクトル成分が著しく成長し、その結果、いずれの場合も $x/H = 2$ までに卓越周波数が $St \approx 0.2$ に変化している。また、この周波数

成分は $x/H=6$ においても支配的であることがわかる。

この過程をさらに詳しく見るため、ポテンシャルくさび領域内のせん断層の縁に沿って u 変動を測定し、そのスペクトルを求めた。その結果、注入されたかく乱は次のようなスペクトル発展を経ることがわかった。

まず、 $St_e \approx 0.8$ で励起したとき、励起周波数 f_e の成分は $x/H \approx 0.75 (x/\theta_e \approx 80)$ から減衰し始め、 $x/H=1.0 \sim 1.5$ で $f_e/2$ 成分が局所最大振幅を示したのち、 $x/H=1.75$ 以降で $St \approx 0.2 (=f_e/4)$ の成分が支配的になった。これに対し、 $St_e \approx 0.4$ の場合には、 $x/H=1.0 \sim 1.5$ でいったん高調波の $2f_e$ 成分が極大になり、その後は $St_e \approx 0.8$ のときと同様に分調波変動が成長し、 $x/H \approx 1.25$ で f_e 成分が、 $x/H \approx 1.75$ 以降で $St \approx 0.2 (=f_e/2)$ の成分がそれぞれ支配的になるのが観測された(図 12 参照)。

これらの結果から、 $St_e \approx 0.4$ と 0.8 の対称励起によって起こる流れ場の変化は、励起周波数成分の変動の直接的効果によるのではなく、主として低周波数へ変化した変動によってもたらされることがわかる。

このような周波数の変遷を経た変動成分が初期の対称(あるいは反対称)形の性質を維持しているか否かを見るため、スペクトルピークを示す周波数成分の y 方向スペクトル振幅分布を求めた。 $x/H=4, 10$ で得られた結果を図 10(a)~(c) に示す。

対称励起 [図 10(a), (b)] では、 $x/H=4$ で $St \approx 0.2 (f_e/2, \text{または } f_e/4)$ の成分が全域にわたって卓越しており、他の成分も含めて対称形変動の分布を保っている。 $x/H=10$ において $St \approx 0.2$ の変動は反対称形に変化しているようであるが、この位置で最も支配的な $St \approx 0.1 (f_e/4, \text{または } f_e/8)$ の変動成分は対称形の分布形を呈している。一方、反対称励起においては [図 10(c)], どちらの x 断面においても対称形をした $2f_e (St \approx 0.2)$ の成分が寄生しているが、 $y=0$ 付近を除き、励起周波数成分 ($St \approx 0.1$) 自体が支配的で、かつ反対称形の性質を維持していることがわかる。したがって、これらの代表的な対称、反対称励起条件下の流れ場では、少なくとも $x/H=10$ までは、それぞれ対称、反対称形の変動が支配的であるといえる。

これらのスペクトル発展の様子、および速度場の変化(図 7, 8)から、ポテンシャルくさびより下流の噴流の広がりを増すには反対称励起による蛇行運動の強化が効果的であるといえる。

Fig. 10 Distribution of spectral magnitude. (a) $St_e=0.41$ (symmetric), (b) $St_e=0.78$ (symmetric), (c) $St_e=0.11$ (antisymmetric). Ordinate is arbitrary in linear scale, but the relative magnitude between different components in each figure is correctly scaled

5. 結果の検討

本実験の測定範囲内では、対称励起のとき $St_e \approx 0.4$ と 0.8, 反対称励起のとき $St_e \approx 0.1$ において速度場の変化が大きく、その変化は反対称励起 ($St_e \approx 0.1$) の場合に最大になった。

蒔田ら⁽⁷⁾⁽⁸⁾が放物線形速度分布をもつ平面噴流において選定した代表周波数は対称、反対称励起に対して、それぞれ $St_e = 0.24$ と 0.16 である。ただ、これらは自然遷移の不安定モードに基づいており、流れ場の変化が最大になる周波数ではない可能性がある。

縮流ノズルからの平面噴流を広い励起周波数範囲 ($St_e = 0.08 \sim 1.75$) で調べた Thomas-Goldschmidt⁽¹¹⁾ の実験では噴流の広がり度が $St_e = 0.32$ と 0.45 付近で極大になっており、 $St_e = 0.1, 0.8$ 付近では顕著な変化は観測されていない。この本実験結果との間の大きな違いが何によるかは不明である。なお、彼らが与えたかく乱(ノズル出口直後で、 y 方向に約 $70H$ 離れた側面からの音響かく乱)は基本的には反対称形であるように思われるが、彼ら是对称かく乱であるとしている。また、両実験間の励起強さの対応も不明である。

ノズル出口直後の $y=0$ 上に設置した薄板を回転振動させて反対称かく乱を与えた Miyata ら⁽¹²⁾ の実験では、 $x/H=15$ における噴流半値半幅と連行量が、最大で $2b/H \approx 8$, $(Q-Q_e)/Q_e \approx 3$ に達している。これらは本実験で得られた値(図7)よりもさらに大きい。ただし、彼らの実験の励起周波数は本実験のそれよりも

はるかに低い範囲 ($St_e = 0.006 \sim 0.02$) である。

本研究でももに取り上げた 3 種類の励起条件では、いずれも(特に対称励起の場合) $fH/U_j \approx 0.2$ の変動が顕著に成長するのが観測された。この変動成分は風洞気流および初期境界層中には認められなかったが(図4), 実験結果の一般性を確かめるため、噴流出口流速を $U_j = 6.3 \text{ m/s}$ ($Re \approx 1.7 \times 10^4$) に変え、 $St_e \approx 0.4$ と 0.8(対称励起)に対する速度変動のスペクトル発展を調べた。結果を図11(a), (b)に示す。図11より、励起周波数 f_e に対して速度変動の卓越周波数が $f_e/2$, $f_e/4$ に変化する過程は図9の結果とまったく同様であることがわかる。

図は略すが、 $St_e \approx 0.2$ の対称かく乱で励起した場合には、早朝に分調波成分が現れる現象は認められなかった。また、 $St_e \approx 0.4, 0.8$ の対称励起の結果に比べ、 $fH/U_j \approx 0.2$ の変動の振幅が相対的に小さく、速度場の変化も少なかった。

6. おわりに

矩形速度分布を初期条件にもつ平面噴流に対称と反対称形のかく乱を与え、 $x/H=15$ までの速度場の変化を調べた。結果を非励起時と比較して要約する。

(1) 対称励起では、特に $St_e \approx 0.4, 0.8$ のとき噴流中心流速の減衰が遅れ、ポテンシャルくさび領域から連行量が增大する。速度変動の卓越成分はいずれの場合も $x/H=2$ までに $fH/U_j \approx 0.2$ に変化するが、それより下流でもその変動成分は対称形を保つ。

(2) 反対称励起では、 $St_e \approx 0.1$ において流れ場の変化が顕著であり、ポテンシャルくさびより下流で噴流幅と連行量が対称励起のときよりもさらに増大する。これは平面噴流に特有の蛇行運動が反対称形かく乱によって増長するためと考えられる。

本実験において、 $a=4\%$ 以外に励起強さを変えて速度場を測定したのは四つの励起周波数 ($St_e \approx 0.1, 0.2, 0.4, 0.8$) の場合だけである。また、励起強さと流れ場の変化の度合いとの関係は励起周波数によっても異なる。したがって、例えば噴流幅を最大、あるいは最小にする励起条件が本実験で設定した条件の範囲外にある可能性もある。なお、本測定結果は渦構造の形成・合体などの面から見るとある程度理解しやすいように思われる。しかし、本実験の測定量のみから直ちに渦構造を論ずることはできないため、これに関する考察には触れなかった。

おわりに、実験装置の製作と改修などをしていただいた野崎豊技官(北海道大学)に謝意を表す。

Fig. 11 Spectral evolution of symmetric disturbance at $Re \approx 17\,000$. (a) $St_e = 0.41$, (b) $St_e = 0.78$. A thick arrow denotes forcing frequency. Ordinate is in linear scale

Fig. 12 Streamwise variation of the spectral magnitude of peak-frequency components, measured along a high-speed edge of the potential wedge region. (a) $St_e=0.41$ (symmetric), (b) $St_e=0.78$ (symmetric). Ordinate is arbitrary in logarithmic scale

[付 記]

図 12 は、 $St_e=0.4, 0.8$ で対称励起し、ポテンシャルくさび領域のせん断層の高速側外縁に沿って u 変動を測定したときに、スペクトルがピークを示した周波数成分の振幅をプロットしたものである。図 12 の説明については 4・4 節を参照願いたい。なお、図 12 は

校閲委員の指示により追加した。記して謝意を表する。

文 献

- (1) 佐藤 浩(谷一郎編), 流体力学の進歩「乱流」, (1980), 47-83, 丸善.
- (2) Huang, J. M. and Hsiao, F. B., *Phys. Fluids*, **11**(1999), 1847-1857.
- (3) Rockwell, D. O. and Nicolls, W. O., *Trans. ASME, J. Basic Eng.*, **94**(1972), 720-730.
- (4) Browne, L. W. B., Antonia, R. A. and Chambers, A. J., *J. Fluid Mech.*, **149**(1984), 355-373.
- (5) Thomas, F. O. and Goldschmidt, V. W., *J. Fluid Mech.*, **163**(1986), 227-256.
- (6) Thomas, F. O. and Chu, H. C., *Phys. Fluids*, **A1**(1989), 1566-1587.
- (7) 蒔田秀治・大谷秀雄・石角勝利, 機論, **54**-504, B(1988), 1938-1945, 1946-1952.
- (8) Makita, H. and Hasegawa, T., *Fluid Mech. Its Appl.*, **21**(1993), 77-88.
- (9) Rockwell, D. O., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **94**(1972), 883-890.
- (10) Hussain, A. K. M. F. and Thompson, C. A., *J. Fluid Mech.*, **100**(1980), 397-431.
- (11) Thomas, F. O. and Goldschmidt, V. W., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **105**(1986), 134-139, **108**(1986), 331-337.
- (12) Miyata, M., Kurita, N. and Nakamura, I., *Turbulent Shear Flows*, **7**(1991), 209-223.
- (13) 飯田誠一, 機論, **50**-454, B(1984), 1500-1505.
- (14) Hussain, A. K. M. F. and Clark, A. R., *Phys. Fluids*, **20**(1977), 1416-1426.
- (15) Chambers, A. J., Antonia, R. A. and Browne, L. W. B., *Exp. Fluids*, **3**(1985), 343-348.
- (16) Ross, J. A., Barnes, F. H., Burns, J. G. and Ross, M. A. S., *J. Fluid Mech.*, **43**(1970), 819-832.
- (17) Hussain, A. K. M. F., *Phys. Fluids*, **26**(1983), 2816-2850.
- (18) Ho. C. M. and Huerre, P., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **16**(1984), 363-424.