軸対称異方性乱流場の実験的解析*

(第2報, 軸対称乱流場の渦スケールと乱流レイノルズ数について)

蒔田秀治*¹, 岩崎隆夫*², 飯田明由*³An Experimental Study on Axisymmetric Turbulence
(2nd Report, On the Scales and the Turbulence Reynolds Numbers of
the Axisymmetric Turbulence Field)

Hideharu MAKITA, Takao IWASAKI, and Akiyoshi IIDA

An axisymmetric turbulence field was generated behind honeycomb grids in a wind-tunnel test section. Integral and microscales were experimentally determined and their streamwise evolution was inspected. The aspect of the evolution differed from that of the quasi-isotropic turbulence, because it was influenced by the energy exchange between the spectral components of velocity fluctuations. The turbulence Reynolds numbers based on the integral scales became regardless of the degree of the anisotropy if the length scale was taken as the geometrical mean of the longitudinal and lateral integral scales. The turbulence Reynolds number based on the equivalent microscale was not free from the effect of the streamwise deformation of the spectra. These facts issue a warning to the easy application of the 'local-isotropy concept' on the anisotropic turbulence.

Key Words: Turbulence, Anisotropy, Autocorrelation, Integral Scale, Microscale
Turbulence Reynolds Number, Inertial Subrange

1. 緒言

工学的に重要なせん断乱流場は本質的に非等方的であり⁽¹⁾⁻⁽³⁾、その特性は今だ説明されておらず非等方的な乱流構造を解釈していく上での厚い壁になっており、せん断乱流場の特性の説明における支障の一つとなっている。

非等方性乱流の構造を説明するため、比較的単純な構造をもつ一様軸対称乱流に関する理論的研究^{(4)-⁽¹²⁾}がBatchelor⁽¹³⁾やChandrasekhar⁽¹⁴⁾らによって始められた。これらの理論的研究を検証するため、いくつかの実験的研究がなされてきたが、それらは格子乱流を縮流ダクトで変形するか、あるいは金網を通過させることによって軸対称乱流を実現したものである⁽¹⁵⁾⁻⁽¹⁸⁾。そのような異方性乱流は乱れ強度が小さく、非等方度も比較的小さいものが多い。更に、縮流ダクトを用いた場合には上流からの流れの履歴が問題となる可能性があるなど、非等方性乱流場中の特徴を明確に抽出し得るものではなかった。

本研究は、乱れ強度が大きくかつ大きなスケールの渦を含んだ乱流場中⁽¹⁹⁾⁻⁽²²⁾にハニカムを設置して非等方度の大きな葉巻型軸対称乱流場を発生させ、その実験的解析を試みたものである。第1報⁽²³⁾では、本乱流場の減衰過程やスペクトル分布等について解析した結果を報告した。本報では、この様にして形成された非等方性乱流場の渦構造を決定するために、積分特性距離や微分特性距離を求めた。さらに乱流場の規模を表す乱流レイノルズ数を求め、等方性乱流場に用いられていたこれら特性量に対する概念の適用が可能かどうかを考察した。

2. 主な記号

 k : 波数 L : 積分特性距離 [(1式)] L_1 : 等価積分特性距離 [(10式)] L_H : ハニカム A, B の流れ方向長さ L_{ux} : 主流方向の積分特性距離 L_{vz} : 鉛直方向の積分特性距離 M_G : 乱流発生装置のメッシュ寸法 (=46.7mm) M_H : ハニカム A, B のメッシュ寸法 (=23.4mm)

* 平成元年3月10日 東海支部第38期総会講演会において講演, 原稿受付 昭和63年7月1日。

*¹ 正員, 豊橋技術科学大学 (〒440 豊橋市天伯町字雲雀ヶ丘1-1)。*² 准員, 豊橋技術科学大学。*³ 学生員, 豊橋技術科学大学。

- q^2 : 乱流エネルギー ($=u'^2+2v'^2$)
 Re_L : L_1 に基づく乱流レイノルズ数
 Re_L^* : L に基づく乱流レイノルズ数
 Re_{λ_1} : λ_1 に基づく乱流レイノルズ数
 $Re_{\lambda_1}^*$: λ_1 に基づく乱流レイノルズ数
 R_{ux} : 縦相関係数
 R_{vx} : 横相関係数
 u_1 : 特性速度 [(7)式]
 U_0 : 主流流速
 X, Y, Z : 主流方向, 鉛直方向, 水平方向座標
 u', v', w' : 各方向の変動速度のrms値
 λ_1, λ_g : 微分特性距離 [(6)式]
 λ_1 : 等価微分特性距離 [(11)式]
 λ_{ux} : 主流方向の微分特性距離 [(4)式]
 λ_{vx} : 鉛直方向の微分特性距離 [(5)式]
 ε : エネルギー散逸率
 τ : 隔たり時間

3. 実験装置

本実験に用いた風洞は、全長16m, 0.7m×0.7m×6mの測定部をもつ。縮流部と測定部の間に、上流から乱流発生装置⁽¹⁹⁾、補助胴及びハニカムが設置してある。ハニカムは、薄板を主流方向に平行に、 $M_H = M_G/2 (=23.4\text{mm})$ の間隔で配列し、流れ方向長さ L_H (以下ハニカム長と呼ぶ) が100mm (ハニカムA) と23.4mm (ハニカムB) のものがある。測定部内に形成された軸対称異方性乱流場の平均流および乱流強度分布の一様性は、測定部の全域で良好であった⁽²³⁾。座標系はハニカム出口の断面中央を原点とし、流れ方向をX, 水平方向をY, 鉛直方向をZとする。原点からの各方向距離はハニカムメッシュサイズ M_H で無次元化した。計測はXプローブを用いて定温度型熱線流速計により行った。主流流速 $U_0=5\text{m/s}$ 時における、 U_0 および M_H に基づくレイノルズ数は、 $Re=7800$ である。実験装置および計測系の詳細は第1報⁽²³⁾を参照されたい。

4. 乱流渦モデル

本報で考察される乱流渦(turbulence eddy)の変形概念図を図1(a)に示す。図中に示した点線、一点鎖線および実線はそれぞれ大規模渦、中規模渦および小規模渦を示している。①に示すように、乱流発生装置の下流に形成された乱流場は準等方的であり、その中に含まれる乱流渦は大規模渦まで球形に近いもの (この図では、流れ方向のスケールはやや小さめに示されている) と考えられる。ハニカムによってこれらの渦は分断され、②に示すように大規模渦と中規模渦

が楕円体の形状をもった渦に変化する。下流への等方化の初期の過程である②~③では大規模渦同志の合体が起こる。③~④では中規模渦からはじまって大規模渦へと渦形状が球形に近付き、準等方的な状態となる。④~⑤の過程では準等方的な状態を保ったまま、すべての渦のスケールを増大しつつエネルギーは減衰していく準平衡な状態に達する。

以上のような渦構造の変化は、第1報⁽²³⁾に示したエネルギースペクトル分布の変化と密接に結びついている。ここで渦スケールの変化の詳細について述べる前に、スペクトル分布の変化の傾向を(i)~(iv)の4つの領域に分けて模式的に示すと同図(b)のようになる。図中の k_H はハニカムメッシュサイズに相当する波数である。また、 $u_1 \sim u_5$, $v_1 \sim v_5$ は同図(a)の渦モデル①~⑤の主流方向および鉛直方向の速度成分に対応したスペクトル分布である。ここでは、渦の規模を後述する等価積分特性距離 L_1 および等価微分特性距離 λ_1 を用いると、

大規模渦を $k < 1/L_1$,

中規模渦を $1/L_1 < k < 1/\lambda_1$,

小規模渦を $1/\lambda_1 < k$

と定義される。(i)に見られるような広い波数領域(2桁程度)にわたって慣性小領域が存在する準等方的

(a) 乱流渦モデル

(b) スペクトル分布

図1. 乱流渦モデルとスペクトル分布の模式図

表1. 減衰過程の領域分け

	Honeycomb A	Honeycomb B
(i)*	$X/M_H < -L_H/M_H$	$X/M_H < -L_H/M_H$
(ii)	$0 \leq X/M_H < 40$	$0 \leq X/M_H < 20$
(iii)	$40 \leq X/M_H < 140$	$20 \leq X/M_H < 110$
(iv)	$140 \leq X/M_H$	$110 \leq X/M_H$

* $-L_H/M_H \leq X/M_H < 0$ は、ハニカム内部。

乱流場のスペクトル分布はハニカムを通過した後、次のような段階を経て変化する。まず、(i)において大規模および中規模渦の v 成分のエネルギーが抑制され、広い波数領域にわたって非等方となるような強い異方性乱流場が形成される。次に(ii)では、 $k < k_H$ 以下で v 成分は u 成分からのエネルギーを受けて、エネルギーレベルを回復する一方、中規模渦からのエネルギー供給が相対的に小さくなるため、小規模渦のエネルギーレベルは急激に低下する。(iii)では、 $k = k_H$ 付近のエネルギーレベルが上昇するとともに等方化が進行し、慣性小領域を回復する。(iv)の領域以後では乱流場は準等方的になり、スペクトル分布は相似形を保ったままエネルギーは減衰していく。表1にハニカムA, Bにおける各領域の範囲を示す。

5. 実験結果およびその考察

5.1 自己相関係数 乱流場を解析していく上で相関曲線はスペクトル分布と同様に重要であるが、軸対称乱流場の相関曲線に関する実験結果は著者らの知る限り例をみない。しかし、Ohji⁽⁶⁾も指摘しているように、理論的モデルの正確さを判定する材料としても自己相関曲線の実験的に示す必要がある。図2(a), (b)に本実験において計測された $X/M_H=10, 40$

および160における自己相関曲線を示す。(a)は縦相関 R_{ux} , (b)は横相関 R_{vx} である。これらの計算結果は前報⁽²³⁾のスペクトル分布を逆フーリエ変換することにより算出された。

ハニカムを挿入しない場合(以下ハニカムなしと呼ぶ)、 R_{ux} はどの X/M_H においても隔たり時間 τ とともに0に収束していく傾向があるのに対し、 R_{vx} はいったん負の値を示した後0に収束している。これらの傾向は一般の格子乱流中で得られる相関分布⁽²⁴⁾に近い形をしており、乱流場が準等方的であることを示している。しかし、格子乱流場の相関にくらべ長い時間にわたって大きな正の相関値をもっており、スケールの大きな乱流渦が存在することを示している。また、流れ方向距離の増大とともに、長い τ にわたって正の大きな相関値を示すようになり、流れ方向に大規模渦のスケールが増加していることを示している。

ハニカムAの場合、 $X/M_H=10$ における R_{ux} は $\tau=0$ 近傍において、ハニカムなしの場合よりやや小さな勾配で減少しているのに対し、 R_{vx} はハニカムなしの場合に比べ大きな勾配で減少している。これはこの位置における微小渦スケールが、 u 成分についてはハニカムなしの場合よりやや大きく、 v 成分についてはそれがかかなり小さくなっていることを示している。このことは前報⁽²³⁾の波形観測の結果にも見られたように、ハニカムによる v 成分中の大規模渦成分の抑制効果によって、大きなスケールの変動が小さくなるのに対し小さいスケールの変動がハニカムなしの場合に比べ相対的に強いま残存することに対応する。一方、 u 成分の小規模渦はハニカムなしの場合に比べ小さくなることと対応している。 $R_{ux} \approx 0.9$ と $R_{vx} \approx 0.5$ 付近に存在する変曲点(←印)は、図1(b)の(ii)で示したスベク

(a)縦相関係数

(b)横相関係数

図2. 自己相関係数
ハニカムなし: ●, ハニカムA: ○

トル分布における中規模渦のエネルギーレベルの減少に対応している。その後0に到達するまでの隔たり時間が長くなり相関値が大きな正の値をもつことから、大きなスケールの渦が含まれていることがわかる。ここで注目すべきことは、縦相関関数 R_{xx} が等方性乱流場中のものとは異なり負の相関値を示していることである。このように軸対称乱流場中において縦相関が0になった後、負となる可能性は、Ohji⁽⁶⁾の理論にも示唆されている。また、横相関 R_{yy} が負のピークに達した後0に収束する傾向はハニカムなしの場合とよく似ているが、0に収束するまでの隔たり時間が長く、それまでの負のピーク値はハニカムなしの場合に比べ大きくなっている。以上のような隔たり時間が長い部分についての相関分布の特性は、本軸対称乱流場の特有な現象(大規模渦と小規模渦がエネルギー的に分離独立した渦構造を保持するためではないかと考えている)であるとも考えられるが、それを明確に論証するには理論的及び実験的に詳細な解析が必要である。

$X/M_H=40$ において、いずれの場合も $\tau=0$ 付近に変曲点はみられず、ハニカムなしの場合に比べて減少の勾配が小さくなっていることは、スペクトル分布の中間波数領域での屈曲が小さくなることに対応し、中及び小規模渦のスケールがハニカムなしの場合に比べ大きくなっていることを示している。また、 $X/M_H=10$ に比べ長い時間にわたって正の大きな相関値を示しており積分特性距離がさらに大きくなっていることがわかる。 R_{yy} は、負のピーク値を示した後0に収束するまでの時間がさらに長くなっており、前報⁽²³⁾のスペクトル分布に示したように、低波数領域での v 成分

がエネルギーレベルを回復していることに対応している。 $X/M_H=160$ では R_{xx} が0に収束するまで大きな相関値をもっており、流れ方向スケールの大きな乱流渦がそのまま存在することを示し、 R_{xx} はハニカムAとハニカムなしの場合では分布の違いが小さくなり、積分特性距離がハニカムなしの場合に近付いている事がわかる。

5.2 積分特性距離 積分特性距離は、乱流中でエネルギーを含む渦の大きさを代表する尺度として用いられる。Taylor⁽²⁵⁾ およびCorrsin⁽²⁶⁾ は等方性を仮定し、次式を理論的に導出している。

$$L = C(q^2)^{3/2} / \varepsilon \quad (1)$$

ここで、 ε はエネルギー散逸率をあらわし、

$$\varepsilon = -\frac{1}{2} \frac{dq^2}{dt} = -\frac{U_0}{2} \frac{dq^2}{dx} \quad (2)$$

となる。また、 C は定数であり、Choi⁽²⁷⁾ は $C=0.192$ として(1)式を用いて非等方性乱流の積分特性距離を求めているが、本研究では(3)式に示すように、上述の自己相関曲線が正の値をとる部分を直接積分して各方向成分のスケールを求め⁽²⁸⁾、Choi⁽²⁷⁾の方法との比較を行った。

$$L_{xx}, L_{yy} = U_0 \int_0^t R_{xx}, R_{yy} dt \quad (3)$$

図3(a)と(b)は積分特性距離 L_{xx} と L_{yy} の流れ方向変化を示す。また図中の実線、一点鎖線および点線は比較のため(1)式によって求めた積分特性距離 L を示す。ハニカムなしの場合、その値は通常の格子乱流場の渦スケールの5~10倍に達しており、非常に大き

(a)主流方向積分特性距離

(b)鉛直方向積分特性距離

図3. 積分特性距離の流れ方向変化

L_{xx}, L_{yy} ; ハニカムなし: ○, ハニカムA: ●, ハニカムB: ●
 L ; ハニカムなし: - - - -, ハニカムA: —, ハニカムB: - - - -

なスケールの渦を含んでいる。これらは下流に向かって単調に増加しており、準平衡状態にある乱流場の特性をもっている。(1)式によって求めた値やその勾配は L_{xx} にほぼ一致しており、準等方的な乱流場については、(1)式を用いることによって積分特性距離を決定できることがわかる。

ハニカムAの場合の L_{xx} は $X/M_H=1$ (ハニカムメッシュの midpoint 下流において測定) において、すでにハニカムなしの場合の約1.5倍になっている。これは図1(b)の①~②の変化に対応し、慣性小領域を中心とした u 成分のエネルギーレベルの減衰によって、 L_{xx} を決定づける波数が低波数側に移行しているためである。②~③の変化に対応する $X/M_H=1 \sim 40$ 付近では L_{xx} の急激な増加が見られる。これは粘性の影響を受けない低波数変動成分間の干渉により、エネルギーを含む渦に相当する波数がさらに低波数側に移行していることと対応している。 $X/M_H=40 \sim 140$ ではデータのばらつきのため、あまり明確ではないが、 L_{xx} はゆっくり減少しているように見える。ここは③~④の変化に対応し、中規模渦のエネルギーレベルの回復は大規模渦から中規模渦へのエネルギー伝達により行われ、エネルギーを含む渦が相対的に高波数側に移動するため L_{xx} が減少すると考えられる。④~⑤に対応する $X/M_H > 140$ では、スペクトル分布が慣性小領域を回復し自己保存的となり、エネルギーが消散することにより L_{xx} が徐々に増加し、流れ方向への変化率はハニカムなしの場合と同程度になるが、 L_{xx} の値はハニカムなしの場合に比べてかなり大きい。

ハニカムBの場合には、スペクトル分布がハニカムAほどには変形されないため、 $X/M_H=1$ 付近ではハニカムAの場合より小さな値をとる。また、各領域での変化の過程で示される積分特性距離の流れ方向変化は、ハニカムAの場合と同様な傾向を示している。しかし、この場合には慣性小領域の回復がハニカムAの場合に比べて早いため、カスケードプロセスを通じた粘性散逸領域への安定したエネルギーの供給がハニカムAの場合より比較的上流側から行われるようになると考えられる。したがって、 $X/M_H=110$ 付近から増加の傾向が現れ、増加の勾配もハニカムなしの場合にほぼ一致しているように思われる。これは第1報に示した乱流エネルギーの流れ方向変化の傾向と一致する。ハニカムA、Bの場合とも、(1)式によって求めた値と L_{xx} とは、特にスペクトルの変形が著しい所でまったく一致していない。なぜなら(1)式の適用条件は慣性小領域が存在することであり、本実験のように慣性小領域に相当する波数領域のスペクトルが強く変形している場合は

(1)式が適用できない。この付近は、第1報の結果からエネルギー散逸 ϵ が激しく変化していると推定され、強い非等方性乱流場のように散逸 ϵ が急激に変化するような乱流場においては(1)式によるスケールの推定が危険であることを示している。

L_{xx} はハニカムAの場合、 $X/M_H=1$ においてハニカムメッシュサイズの値を下回っている。これは v 成分の $k < 1/M_H$ の低波数領域の変動が抑制され、波形観測の結果にも見られる様な高周波数の変動成分のみとなっているためである。②~③の変化に対応する $X/M_H < 40$ では、大規模渦成分間の干渉により、 u から v へのエネルギー輸送によって v 成分がエネルギーを回復してくるのに対応して、 L_{xx} が急激に増加している。領域③~④に対応する $X/M_H=40 \sim 140$ では、中規模渦がもつエネルギーレベルが回復されてくることによって L_{xx} が減少している。④~⑤に対応する $X/M_H > 140$ では、ハニカムなしの場合とほぼ同様な勾配で増加し、平衡状態に達している。

ハニカムBの場合の変化の傾向はハニカムAの場合と同様である。ここでは、各領域への変化が早く生じるため、 $X/M_H > 110$ ではハニカムなしの場合とほぼ同様な勾配で増加しはじめており、平衡状態に達する。ここでは、ハニカムA、Bともに積分特性距離 L_{xx} 、 L_{yy} の変化率がハニカムなしの場合と一致するが L_{xx}/L_{yy} の大きさはハニカムなしの場合と一致せず平衡状態に達してもハニカムA、Bには非等方的な成分が残るようである。 $X/M_H=1 \sim 20$ 付近の増加の勾配がハニカムAの場合とよく一致していることから、スペクトル分布の変形の初期における大規模変動成分間の干渉の時間スケールは減衰の時間スケールに比べて小さく、スペクトルのより高波数領域における変化の影響をうけないことを示している。

5.3 微分特性距離 微分特性距離は、流体の粘性によりエネルギーが散逸しはじめる微小渦のスケールを代表する長さとして示されている⁽⁴⁾。一様流中では次式によって定義される。

$$\frac{1}{\lambda_{ux}^2} = \frac{-1}{2} \left[\frac{\partial^2 R_{ux}}{\partial X^2} \right]_{x=0} = \frac{1}{2u'^2} \int_0^\infty k^2 E_1(k) dk \quad (4)$$

$$\frac{1}{\lambda_{vy}^2} = \frac{-1}{2} \left[\frac{\partial^2 R_{vy}}{\partial Y^2} \right]_{y=0} = \frac{1}{2v'^2} \int_0^\infty k^2 E_2(k) dk \quad (5)$$

なお、右辺の被積分関数は各成分のエネルギー散逸を表し、高波数領域すなわち小規模渦成分が大きく寄与する量である。また、等方性乱流場において散逸 ϵ は、

$$\epsilon = 30\nu \frac{u_1'^2}{\lambda_1'^2} = 15\nu \frac{u_1'^2}{\lambda_g'^2} \quad (6)$$

として与えられる。 λ_i と λ_g は(4),(5)式の λ_{ux} と λ_{vx} に対応する。また u_i は特性速度を表す。本乱流場は、前報⁽²³⁾に示したように主流方向と鉛直方向の乱れ強度が大きく異なるため、速度変動の大きさを等方性乱流場のように u をもって代表させることができない。そこでPenvenら⁽²⁹⁾のように乱流場を特徴づける特性速度として3方向の乱流エネルギーの平均値をとり、

$$u_i^2 = \frac{(u'^2 + 2v'^2)}{3} \quad (7)$$

とすることにより λ_i と λ_g を求め、 λ_{ux} と λ_{vx} の値と比較した。

図4はハニカムなしとハニカムA, Bの場合の微分特性距離 λ_{ux} , λ_{vx} の流れ方向変化を示したものである。 λ_i および λ_g は、それぞれの場合について実線、一点鎖線および点線で示す。ハニカムなしの場合、 $X/M_H=10$ において積分特性距離と微分特性距離の比 L_{ux}/λ_{ux} および L_{vx}/λ_{vx} はそれぞれ約20および10であり、その値は流れ方向には変化せず、特性速度 u_i と微分特性距離 λ_i に基づく乱流レイノルズ数 Re_λ は、ほぼ一定とみなせる。したがって、スペクトルが相似形を保って減衰する準平衡状態に達していると考えられる。また、等方性乱流において成立する

$$\lambda_{ux} = \sqrt{2} \lambda_{vx} \quad (8)$$

の関係はほぼ満足されており、高波数領域で等方性がほぼ満たされていることがわかる。さらに、このことは λ_i と λ_g が λ_{ux} と λ_{vx} にほぼ一致していることによっても示されている。したがって、スペクトル分布が自己保存的な準等方的乱流場については、(6)式の適用が可能である。

ハニカムA, Bの場合とも、 λ_{ux} および λ_{vx} がハニカム下流の $X/M_H < 10$ において、ハニカムなしの場合の値より小さい。これは(4),(5)式中の u'^2 および v'^2 がハニカムの大規模渦に対する抑制効果により小さくなるのに対し、小規模渦成分のエネルギーレベルはほとんど減少しないため、散逸エネルギーはハニカムなしの場合と比べてあまり変化しないことによる。その下流においては λ_{ux} および λ_{vx} が急激に増加している。これは低波数成分間のエネルギー交換の寄与もあるが、主として大規模渦から小規模渦へのエネルギーの供給が不足し、小規模渦が急激にエネルギーを減少することが原因となっている。ハニカムAの場合の $X/M_H=30 \sim 130$ や、ハニカムBの場合の $X/M_H=30 \sim 80$ で λ_{ux} が $1/k_H$ をこえ、さらにそれらのピーク値が準等方的なハニカムなしの場合の数倍に達することからも推測されるように、ここで示されている微分特性距離は微小渦が流体の粘性の影響を直接受けて消散していく尺度であると考えるのは不適當である。本乱流場のようにスペクトル分布が流れ方向に大きく変化する非自己保存的な乱流場では、従来の微分特性距離に対する概念の適用が危険であることがわかる。 $X/M_H=1 \sim 30$ ではハニカムAとBの場合の λ_{ux} の変化が同じ勾配を持ち、そこでは微小渦の渦形状の変化の時定数が一致している。

ピークに達したのち減少しているのは、中規模渦および小規模渦のエネルギーの占める割合が徐々に高くなり、大規模渦から供給されるエネルギーが中規模渦および小規模渦に蓄えられるためと考えられる。このことは、図1(b)の(iii)の変化に示されるように慣性小領域が回復することに対応している。前述したように L_{ux} ,

(a) 主流方向微分特性距離

(b) 鉛直方向微分特性距離

図4. 微分特性距離の流れ方向変化

λ_{ux} , λ_{vx} ; ハニカムなし: ●, ハニカムA: ○, ハニカムB: ●
 λ_i , λ_g ; ハニカムなし: ———, ハニカムA: ———, ハニカムB: ———

L_{xx} がピーク位置(ハニカムAが $X/M_H \approx 30$, ハニカムBが $X/M_H \approx 25$)に達したのち下がり始めるのは、大規模渦から中規模以下の渦へのエネルギーの供給が始まっていることを意味するが、 λ_{xx} や λ_{yy} のピーク位置(ハニカムAが $X/M_H \approx 70$, ハニカムBが $X/M_H \approx 50$)がそれに比べ遅れるのは、大規模渦から供給されるエネルギーが小規模渦にいたるまでには、ある程度の時定数を必要としていることを示す。このことは、乱流場が比較的早く平衡状態に達すると考えられたハニカムBの場合でも微分特性距離が $X/M_H > 200$ にいたるまで減少し続け、完全な平衡状態に至らないことにも表れている。従って乱流場全体の異方性は小規模渦の構造に対しても、長期にわたって影響を及ぼすことがわかる。等方性を仮定した λ_1 および λ_2 と比較してみると、下流方向変化の傾向は定性的には一致するが、定量的には一致しない。(6)式を用いた微分特性距離の推定は積分特性距離の場合ほど大きな誤差は生じないが、小規模渦の運動に対しても異方性の影響がかなり見られる。

5. 4 乱流レイノルズ数 乱流レイノルズ数は乱流場の特性速度 u_1 および特性距離 l_0 によって以下のように定義される。

$$Re_l = u_1 l_0 / \nu \quad (9)$$

特性距離 l_0 は一般に積分特性距離または微分特性距離が用いられる。 $u_1 l_0$ はスケール l_0 の渦がもつ拡散能または渦の乱流粘性を意味するとされている⁽³⁰⁾。したがって、 Re_l は乱流運動の規模を代表している。等方性乱流の場合には、 u_1 および l_0 は一義的に定めることができるが、異方性乱流の場合には、前述したように各方向によってこれらの値が異なるため、乱流

レイノルズ数は u_1 および l_0 のとり方によって大きく変化する。そこで、 u_1 には(7)式による値を適用し、 l_0 を渦形状によらない等価的スケールとして、

$$L_1 = (L_{xx} \cdot (2L_{yy})^2)^{1/3} \quad (10)$$

$$\lambda_1 = (\lambda_{xx} \cdot (\sqrt{2} \lambda_{yy})^2)^{1/3} \quad (11)$$

を仮定することにより乱流レイノルズ数 Re_l および Re_λ を求めた。

図5(a),(b)に、(10),(11)式に示した尺度に基づく乱流レイノルズ数の流れ方向変化を示す。また、図中の実線、一点鎖線および点線は、(1)式の L と(6)式の λ_1 に基づく乱流レイノルズ数 Re_L^* 及び Re_λ^* を表している。なお一般的に用いられる λ_2 に基づく Re_λ^* はこの値を $1/\sqrt{2}$ 倍したものである。図中の矢印はピーク位置を示し、その下にピーク値を示した。

ハニカムなしの場合、 Re_l および Re_λ は下流に向けてなだらかに減少し、等方性を仮定して求めた乱流レイノルズ数 Re_L^* および Re_λ^* の値(図中の破線)にほぼ一致している。

図(a)に示すように、ハニカムA、Bの場合の Re_l は、 $X/M_H < 20$ 以下の領域を除いて準等方的乱流場のそれとよく一致している。 $X/M_H < 20$ は大規模渦が急激に変形することにより等方化していく領域であり、そこでは準等方的乱流場の乱流レイノルズ数とは一致しない。しかし、ハニカムAとBの場合の、変化の勾配がこの領域においてほぼ一致しており、大規模渦の等方化による乱流場自体のスケールの変化の時間的スケールが異方性の強さの違いにかかわらず等しいことおよびそれが乱流場全体の変化の時間的スケール($X/M_H > 20$ の減少の勾配)に比べ極めて小さいことがわかる。

(a) Re_l の流れ方向変化

(b) Re_λ の流れ方向変化

図5. 乱流レイノルズ数の流れ方向変化

Re_l, Re_λ ; ハニカムなし: $\bullet$, ハニカムA: $\circ$, ハニカムB: $\bullet$
 Re_L^*, Re_λ^* ; ハニカムなし: $\cdots$, ハニカムA: $---$, ハニカムB: $---$

大規模渦の変化が一段落した $X/M_H > 20$ より下流で、 Re_L の値がほぼ一致していることは、軸対称乱流場と準等方的乱流場の乱流場自体の大きさが相対的に等価であることを示し、乱流中の中規模以下の渦構造が乱流運動の巨視的な大きさに対して決定的な影響を与えないことを意味する。このことから特性速度および等価的積分特性距離により求めた乱流レイノルズ数 Re_L は異方性によらない普遍的なものと考えることができる。一方、 Re_L^* は Re_L と全く一致しておらず、強い異方性乱流場中では正確な値を与えない可能性が強い。 Re_L が示すように、本研究で提案された大規模渦の等価的スケールに基づく乱流レイノルズ数は、渦形状により変化しないことから乱流場の大規模スケールに基づくパラメータを評価(乱流拡散係数等の決定)する上での確かな基準を与えることができるものと考えている。

図5(b)に示した Re_L は、ハニカムA, Bの場合の値が $X/M_H=1$ 付近においてハニカムなしの場合を下回っており、それがいったん大きく上回り、下流の $X/M_H=170$ 付近までその値が一致しない。第1報に示された乱流エネルギーの減衰傾向に対する異方性の影響と同様な傾向が見られる。これらのことは小規模渦のスケールが大規模渦のエネルギーレベル、したがって、それらからのエネルギーの伝達率によって変化するためである。すなわち、スペクトル分布の平衡には長い時間的スケールを必要としていることを意味している。このように Re_L は異方性乱流場を表すのに必ずしも的確な値を与えない。 λ_i に基づく乱流レイノルズ数 Re_L^* は更に大きな差を生じている。また、その差は異方性が強いほど準等方的乱流の値からのずれが大きい。これらの差は ϵ の決定法にも起因すると考えられる。一般に異方性乱流を扱う場合、低波数領域のみ非等方的とし高波数領域の運動は等方的とみなすが、本実験の微分特性距離に関する実験事実は局所等方性の概念と矛盾するように見える。しかし、これは局所等方性の理論を否定するわけではなく、局所等方性の概念を異方性乱流場に適応する場合にはその乱流場の性質、特に渦構造を詳しく調べる必要があることを示している。例えばスペクトル分布を正確に測定することを通じて、その粘性散逸領域の分布から ϵ 等の推定を行えば、通常の微小渦のスケールとしての概念を表しうる微分特性距離の値を決定できるのではないかと考えている。

6. 結論

本実験により以下のような結論を得た。

(1) 本乱流場の積分特性距離および微分特性距離の変化は、異方向成分間や波数成分間におけるエネルギー授受に密接に関連している。

(2) 強い軸対称乱流場に等方性乱流の理論をあてはめて積分特性距離や微分特性距離を求めることは危険である。

(3) 積分特性距離 L_{xx} および L_{yy} の相乗平均を特性距離とした乱流レイノルズ数 Re_L は、測定部の広い範囲にわたって準等方的乱流場の値と一致する。このことは、乱流レイノルズ数を渦形状によらない値として定めることを可能にする。

(4) 乱流中での強い異方性は、小規模渦構造に対して長時間にわたって影響を及ぼす。その結果、微分特性距離 λ_{xx} および λ_{yy} の相乗平均を特性距離とした乱流レイノルズ数 Re_L は、異方性乱流場の影響を受ける。

(5) 上記の事柄は、局所等方性の概念を非自己保存的な非等方性乱流場の性質の決定に安易に用いることの危険性を示唆している。

参考文献

- (1) Townsend, A.A., The structure of turbulent shear flow, (1976), Cambridge Univ. Press.
- (2) Champagne, F.H., J. Fluid Mech., 86 (1978), 67.
- (3) Hinze, J.O., Turbulence, (1975), McGraw-Hill.
- (4) Rotta, J.C., Z. Phys., 129 (1951), 547.
- (5) Ohji, M., Rep. Res. Inst. Appl. Mech., 6 (1958), 63.
- (6) Ohji, M., Rep. Res. Inst. Appl. Mech., 6 (1958), 153.
- (7) Ohji, M., Rep. Res. Inst. Appl. Mech., 7 (1959), 259.
- (8) Ohji, M., Rep. Res. Inst. Appl. Mech., 8 (1960), 19.
- (9) Herring, J.R., Phys. Fluids, 17 (1974), 859.
- (10) Lumley, J.L. and Newman, G.R., J. Fluid Mech., 82 (1977), 161.
- (11) Schumann, U. and Herring, J.R., J. Fluid Mech., 76 (1976), 755.
- (12) Nakauchi, N., Phys. Fluids, 30 (1987), 337.
- (13) Batchelor, G.K., Proc. R. Soc., Ser. A, 186 (1946), 480.
- (14) Chandrasekhar, S., Philos. Trans. A, 242 (1950), 557.
- (15) Uberoi, M.S., J. Appl. Phys., 28 (1957), 1165.
- (16) Mills, R. and Corrsin, S., NASA Memo., 5-5-59W (1959).
- (17) Warhaft, Z., J. Fluid Mech., 99 (1980), 545.
- (18) Townsend, A.A., Quart. J. Mech. Appl. Math., 7 (1954), 104.
- (19) 森田・ほか3名, 機論, 53-495, B (昭62), 3173.
- (20) 森田・ほか3名, 機論, 53-495, B (昭62), 3180.
- (21) 森田・ほか3名, 機論, 53-497, B (昭63), 37.
- (22) 森田・ほか2名, 機論, 54-505, B (昭63), 2333.
- (23) 森田・ほか2名, 機論, 54-505, B (昭63), 2409.
- (24) Van Atta, C.W. and Chen, W.Y., J. Fluid Mech., 34 (1968), 497.
- (25) Taylor, G.I., Proc. R. Soc., Ser. A, 151 (1935), 421.
- (26) Corrsin, S., J. Atmos. Sci., 20 (1963), 115.
- (27) Choi, K.S., Ph. D. Thesis, Cornell Univ. (1983).
- (28) Comte-Bellot, G. and Corrsin, S., J. Fluid Mech., 48 (1971), 273.
- (29) Penven, L. Le, Gence, J.N., and Comte Bellot, G., Frontiers in Fluid Mechanics, (1985) I, Springer Verlag.
- (30) Taylor, G.I., Philos. Trans., A215 (1915), 1.

討 論

〔質問〕 吉 澤 徹〔東京大学生産技術研究所〕

貴研究のように、単純な幾学的形状下で強い非等方性をもつ乱流を研究することは、非一様乱流の基本的機構を理解するうえで重要と思う。気になる点は以下のとおりです。

非等方性の構造を研究するために「乱流特性距離」の概念を積極的に使用されている。しかし、これはスカラ量であり、非等方性という「方向性」と関係づけるのは少し無理があるような気がする。貴研究では、3方向の長さ L_x, L_y, L_z があるとき、 $(L_x L_y L_z)^{1/3}$ で一つの長さを定義しているが、 $(L_x^2 + L_y^2 + L_z^2)^{1/2} / \sqrt{3}$ などでも定義できる。どの定義が最も良いかは判断がむずかしく、似た結果を与えるのは準等方場のときと思う。

〔回答〕 本文中で述べたようなスカラ量である各種乱流特性距離によって、異方性乱流場中における渦の平均的な大きさや形（非等方性）を定義できることは、異方性乱流を簡潔に表示しうるため工学的意味は大きい。例えば、 L_{ux}/L_{vx} や $\lambda_{ux}/\lambda_{vx}$ の値と等方性乱流場の理論値 ($L_{ux}/L_{vx}=2, \lambda_{ux}/\lambda_{vx}=\sqrt{2}$) との比較から、各種乱流渦の非等方の程度を評価することができる。

また、エネルギーを含む渦は、異方性乱流場中において球形状とは考えられない。そのため、いずれか一つの方向の積分特性距離を代表長さとして乱流レイノ

ルズ数を定めることは、乱流場の規模を特徴づける無次元量として過大または過小評価することになり危険である。本研究では、各方向積分特性距離の相乗平均をとり、等方性乱流場の渦と同等の体積をもつ等価球の直径に変換することで方向の選び方によらないスケールを提言した。ご指摘のようにスケールの定義の仕方にはさまざまなものが考えられる。本研究においては、以下のように考えて本文中のスケールの決定法を用いた。すなわちスケールの決定法としては、(1)本研究によるもの、(2)ご指摘の方法、(3)単純平均などであるが、(3)の方法は物理的意味に乏しく、(2)の方法は対角線の長さに基づいて渦の大きさに変換したものであり、異方性の強い場合ほど各方向のスケールのうち、いちばん大きな値に近づくなど、不合理な点がある。このことは強い異方性をもつ場合には、乱流場の規模を過大評価することになる。(本乱流場程度の異方性では、(1)の方法にくらべ(2)の方法が約40%程度大きくなる)

また、続報で述べるが本研究の方法で決定した L_1 は異方性乱流場の等方化過程をモデル化するうえでも有効であることが判明している。上記のような理由により、 L_1 が異方性乱流場におけるスケールと等方性乱流場のそれとに統一的な基準を与えうるものと考えて採用した。