

一様等方性乱流の統計的性質に
関する実験的研究

1996年1月

博士(工学)

関下 信正

豊橋技術科学大学

一様等方性乱流の統計的性質に
関する実験的研究

1996年1月

博士(工学)

関下 信正

豊橋技術科学大学

論文要旨

流体工学的な問題のうち大部分は乱流と深く関わっている。近年の輸送機関の高速化、流体機械の高性能化、正確な気象予測、地球規模の環境問題の深刻化などに関して、乱流場の特性に関する高度な知識が要求されている。これら個別の問題に対する研究も必要であるが、それら乱流現象の本質に関わる普遍的な性質や法則に関する知識の集積も重要である。等方性乱流は最も単純な構造を有するため、理論的研究が進んでおり、それに関して局所等方性や普遍平衡理論など多くの理論が展開され、種々の乱流モデルが提案されている。

現在、新しい現象とその法則性の発見や、乱流モデルの検証は、乱流の実験的研究にとって最重要課題である。しかし、実験室内に十分に大きい乱流レイノルズ数を持つ乱流場を実現することが困難であったため、乱流の基本的特性に関してさえ十分な実験データの蓄積が行われていなかったのが現状である。本研究は、乱流の普遍的な性質を調べることを目的とする。乱流発生装置を用いて乱流レイノルズ数 R_λ の大きい ($R_\lambda = 80 \sim 393$) 一様準等方性乱流を風洞中に形成した。熱線流速計を用いた速度場の計測を通し、その基本的特性の統計的解析を行った。

以下に本研究の主な結果を示す。(1) 乱流エネルギー方程式の再分配項に Rotta のモデルを用いて、等方化を考慮した減衰法則を導入し、実験データから異方度に関わらず正確に減衰率を決定した。(2) 一様性乱流場では減衰の特性時間が時間に比例することを示し、新しい仮想原点の決定法を提案した。(3) 減衰率は、 $R_\lambda \geq 110$ で R_λ の増加とともに減少し、 $R_\lambda \rightarrow \infty$ で約 1.4 に漸近する。(4) 上流の等方化区間では乱流場の等方化能力は R_λ とともに増加する。下流で乱流場が自己相似的な状態に移行するとともに、減衰が支配的となる。(4) 慣性小領域の上限特性渦スケールは最大等方渦スケール l_0 で、下限特性渦スケールは、慣性小領域の最小渦スケール l_s 、最小非粘性渦スケール l_v で与えられる。(5) エネルギースペクトル中に慣性小領域が存在するための条件は、 $R_\lambda \geq 110$ である。(6) 慣性小領域での渦構造は等方的である。(7) 自己相似性が満足される時、Kolmogorov 定数は流れ方向に変化しない。その時の Kolmogorov 定数 α_1 は、 $R_\lambda \geq 200$ で約 0.55 である。(8) Kolmogorov 定数 α_1, α_2 の乱流レイノルズ数依存性は、普遍理論の成立条件 $R_\lambda \geq 1730$ (Stewart & Townsend, 1951) を支持する。(9) 低波数領域の速度場はランダムであるのに対して、粘性散逸領域の乱流構造は間欠的であり、それは R_λ が大きいほど顕著になる。(10) 慣性小領域にも弱い間欠性が存在する。(11) 慣性小領域における構造関数の勾配と次数の関係から、既存のモデルの中では 3D binomial Cantor set モデルが最も近似度が高いことを示した。

これらの結果は、乱流場の基本構造の理解を増すと同時に、新しい乱流モデルの構築に役立つものと思われる。

An Experimental Study on Statistical Properties in Isotropic Turbulence

by Nobumasa Sekishita

Department of Comprehensive Energy Engineering.

Toyohashi University of Technology

Most of the fluid dynamic phenomena observed in engineering and natural flow fields are directly related to turbulence in which inertial force of turbulent eddy motion exerts far severer influence than viscous force. Turbulence motion, described by the Navier-Stokes equation, is one of the most complex phenomena in fluid dynamic problems as characterized by randomness, non-linearity and the three-dimensionality in the structure of its velocity field. By assumption of isotropy, the difficulty of three-dimensionality can be removed from the analytical scheme constructing the theory of turbulence. Farther, by the local isotropy hypothesis, part of the characteristics of the actual turbulence fields can be interpreted in terms of the theory of isotropic turbulence.

So many numerical, theoretical and experimental works have been conducted on the homogeneous and isotropic turbulence. A great deal of excellent achievement was accumulated in the fields of theoretical analysis on the isotropic turbulence, ahead of the progress in the experimental field. Most of the experimental verifications for the theoretically established concepts of the isotropic turbulence have been conducted in so-called grid turbulence; quasi-isotropic turbulence field realized by installing a turbulence grid in a wind tunnel. In recent years, rapid development in the method of direct numerical simulation has made it possible to get the knowledge of spatial structure of velocity or vorticity fields which could not be obtained through the experimental measurements. Basically speaking, turbulence is a phenomenon requiring an infinite turbulence Reynolds number, but the values of turbulence Reynolds number, R_λ , obtainable for most of the conventional grid turbulence and the direct numerical simulations were at most $100 \sim 200$. Such turbulence Reynolds numbers were too small to analyze the universal characteristics of turbulence having $R_\lambda \rightarrow \infty$. Therefore, even the basic concept of the isotropic turbulence could not have been verified with enough reliability through the experimental examinations ever conducted.

The present study aimed to obtain experimental data with respect to basic turbulence quantities in homogeneous quasi-isotropic turbulence fields with $R_\lambda = 80 \sim 393$ artificially excited by installing an active turbulence generator in a laboratory wind tunnel. Velocity fluctuations were measured by conducting hot-wire measurements. Then, the turbulence quantities such as turbulence energy, energy dissipation rate, scales, energy spectra and structure functions, were calculated from them. Universal properties of turbulence were analyzed statistically based on the results of the measurement.

The present homogeneous turbulence field initially had a large anisotropy. It decayed downstream into quasi-isotropic turbulence through two stages characterized by the relation between turbulence energy q^2 and invariant Π of anisotropic tensor. Return to isotropy proceeded in the first stage and the viscous dissipation became dominant in the second stage. Even for $R_\lambda \gtrsim 200$, the turbulence field still maintained weak anisotropy in the second stage, though the degree of anisotropy was about the same as the values of conventional grid turbulence. A new power law for the decay of turbulence energy was

derived from the turbulence energy equation by employing the Rotta's model to take the effect of the return to isotropy into account. As the result, almost the same decay rates were obtained between the first and the second stages. The decay rate decreased with increasing R_λ for $R_\lambda \geq 110$ and gradually approached to the theoretically and numerically estimated value of about 1.4, when $R_\lambda \rightarrow \infty$.

In the present study, the inertial subrange of energy spectrum was defined as $1/l_G > k > 1/l_i$, where l_G is the scale of the largest locally isotropic eddy, and l_i is the scale of the minimum nonviscous eddy and given as 32η , in which η is the Kolmogorov scale. Then, R_λ -dependance of the width of the inertial subrange was obtained. The minimum value of turbulence Reynolds number for the existence of the inertial subrange was $R_\lambda \sim 110$ and the width of the inertial subrange increased in proportion to $R_\lambda^{1.8}$. The width reached one order of magnitude in wavenumber at $R_\lambda \sim 400$ and is assumed to exceed two orders of magnitude in wavenumber for $R_\lambda \geq 2000$.

An anisotropy tensor spectrum was newly proposed to inspect the local equilibrium in energy cascade process in terms of the degree of anisotropy and the characteristic scales of turbulence eddies. Turbulence eddies smaller than l_G were confirmed to have attained local isotropy and equilibrium state in the energy cascade process, while the large-scale turbulence eddies in the low wavenumber range were not equilibrated in the energy transfer process, because the anisotropy apparently exists in their eddy structure.

Based on the definition of the inertial subrange, the Kolmogorov constants, α_1 and α_2 were determined from the one-dimensional energy spectra of the two components of turbulence fluctuations, u and v . The value of α_1 was about 0.55 and almost independent of R_λ which is close to the values given by the numerical simulations and the field measurements, while α_2 increased with R_λ . In addition to the results of the spectral analysis mentioned above, such dependence of α_1 and α_2 on R_λ suggests that the complete universal equilibrium theory holds only for $R_\lambda \geq 2000$.

Waveform analysis was made with respect to the turbulence fluctuations in the low wavenumber range, in the inertial subrange and in the viscous dissipation range and also to the time-derivative of the velocity fluctuations. Probability density distributions gave the flatness factor $F \sim 3$ for the low wavenumber range. The result says that the turbulence fluctuation is almost random there. On the other hand, turbulence structure was intermittent in the other two wavenumber ranges with $F > 3$. The intermittency was far stronger in the viscous dissipation range than in the inertial subrange. The flatness factor of the time-derivative waveform monotonically increased with R_λ and reached about 7.08 at $R_\lambda = 393$. This results show that the intermittency of the fine-scale structure in the turbulence fields becomes stronger with increasing R_λ . The skewness factors were negative for the time-derivative waveforms, which means that the vortex stretching produces the vorticity in the fine-scale structure.

The velocity structure functions were calculated up to the 30th order moment in order to evaluate the reliability of the turbulence models on Kolmogorov's model, refined similarity hypothesis, β model and 3D binomial Cantor set model. The relation between the power-law exponent of the inertial subrange and the order of the structure function was obtained. The results seem to support the models which take the effect of the intermittency in the fine-scale structure into account. The best model was the 3D binomial Cantor set model among the theoretical turbulence models ever proposed.

目次

1 序論	6
1.1 本研究の背景と過去の研究成果	6
1.2 本研究の目的	12
1.3 本論文の構成	13
2 理論的背景	16
2.1 緒言	16
2.2 等方化を考慮した乱流エネルギーの減衰法則の導出	17
2.3 最大等方渦スケールの定義	22
2.4 異方性を表わすパラメータの導入	24
2.4.1 非等方テンソルスペクトルの定義	24
2.4.2 瞬間非等方テンソルの定義	25
2.5 普遍平衡理論と乱流モデル	27
2.5.1 Kolmogorov 定数の決定	27
2.5.2 構造関数	28
2.6 結言	30
3 大規模乱流場の実現	31
3.1 緒言	31
3.2 実験装置及び実験方法	32
3.2.1 風洞	32
3.2.2 乱流発生装置	34
3.2.3 計測系システム	34
3.2.4 実験方法および実験条件	37
3.2.5 熱線に生じる誤差の補正	39
3.2.6 Taylor の凍結仮説による誤差の補正	41
3.3 乱流場の基本的特性	48
3.3.1 瞬間波形と乱れ強度	48
3.3.2 本乱流場の異方性	48
3.3.3 代表的な乱流諸統計量による比較	50
3.3.4 エネルギースペクトル	50

3.4 結言	55
4 乱流エネルギーの減衰特性	56
4.1 緒言	56
4.2 等方化の過程	57
4.3 減衰と等方化の特性時間および非等方テンソルの時間変化	60
4.4 乱流エネルギーの減衰特性	66
4.5 減衰率の乱流レイノルズ数依存性	69
4.6 結言	72
5 普遍平衡理論の検証	73
5.1 緒言	73
5.2 エネルギースペクトル	76
5.3 慣性小領域の決定	79
5.4 局所等方性の検証	85
5.5 Kolmogorov 定数の決定	88
5.6 結言	94
6 乱流場の微細構造	95
6.1 緒言	95
6.2 乱流場の間欠性	95
6.3 間欠性を表す定数 μ	102
6.4 瞬間的な渦形状	104
6.5 高次構造関数	106
6.6 結言	113
7 結論	114
謝辞	118
参考文献	119
研究業績	130

目 次

2.1	2次元瞬間非等方テンソルの説明図	26
3.1	風洞全景	33
3.2	乱流発生装置	35
3.3	Xプローブと計測システム	36
3.4	熱線に生じる誤差と乱れ強度の関係	42
3.5	散逸率に生じる誤差と乱れ強度の関係	46
3.6	変動速度成分の瞬間波形	47
3.7	乱れ強度の流れ方向変化	49
3.8	非等方テンソルの流れ方向変化	51
3.9	1次元エネルギースペクトルによる乱流場の比較	53
4.1	乱流エネルギーと不変量 II の関係	58
4.2	減衰の特性時間の時間変化	61
4.3	等方化の特性時間の時間変化	62
4.4	非等方テンソルの時間変化	63
4.5	仮想原点の乱流レイノルズ数依存性	65
4.6	べき指数の乱流レイノルズ数依存性	65
4.7	乱流エネルギーの減衰	67
4.8	減衰率の乱流レイノルズ数依存性	70
5.1	$R_\lambda = 393$ における渦モデル	74
5.2	1次元エネルギースペクトルの流れ方向変化	77
5.3	1次元エネルギースペクトルの乱流レイノルズ数依存性	78
5.4	2次の構造関数	80
5.5	慣性小領域の広さと乱流レイノルズ数の関係	82
5.6	3次の構造関数	84
5.7	非等方テンソルスペクトルの流れ方向変化	86
5.8	乱流レイノルズ数が異なる場合の非等方テンソルスペクトル	87
5.9	A_1, A_2 の流れ方向変化	89
5.10	Kolmogorov 定数の流れ方向変化	90
5.11	Kolmogorov 定数の乱流レイノルズ数依存性	92

6.1	変動速度の瞬間波形とその時間微分波形	97
6.2	変動速度の確率密度分布	99
6.3	変動速度の時間微分値の確率密度分布	100
6.4	変動速度の微分値の S, F の乱流レイノルズ数依存性	103
6.5	2次元瞬間非等方テンソルの瞬間波形	105
6.6	異方渦の存在率の流れ方向変化	107
6.7	6次の構造関数	109
6.8	2、6、30次の構造関数	110
6.9	勾配 ζ_p と次数 p の関係	112

表 目 次

3.1	風洞の基本性能	34
3.2	定温度型熱線流速計の性能	37
3.3	実験条件	39
3.4	凍結仮説に関する Lin の条件	43
3.5	代表的な統計量による乱流場の比較	52
4.1	遷移領域と勾配 α	57
5.1	渦スケール	83
6.1	各波数領域における変動速度成分とその微分値に関するスキューネス・フラットネス	101
6.2	散逸に関する構造関数のべき指数 μ	108

第1章

序論

1.1 本研究の背景と過去の研究成果

流体力学的現象は、基本的に2種類の状態を有している。それは、流れ場中で速度変動(渦運動)を持たない層流状態と、それが流体中の輸送現象に決定的な作用を及ぼす乱流状態である。一般的に、流体力学的現象は、慣性力と粘性力の比として表わされる幾何学的レイノルズ数が大きくなる、すなわち、流れ場のスケールや場の大きさ、流速が大きくなると層流から乱流へ遷移し、乱流中では運動量やエネルギーの輸送が渦運動により効率良く行われ、熱伝達率や物質拡散係数が大きくなるなどの現象が見られるとともに、物体表面の抵抗係数の増加、騒音の発生など、乱流場特有の種々な性質を有している。工学的な流れ場や自然界に存在する流れ場のほとんどは乱流状態である。このような乱流現象の本質をもし解明することができれば、それは流体機械の性能向上、近年の鉄道や自動車の高速化に伴った車両や航空機、船舶の抵抗軽減や安全性の向上、騒音の低減化、ビル風に関する風環境など工学的諸問題や、気象予測、大気汚染など地球規模の環境問題を取り扱う上で大きな貢献をはたすことができる。そればかりでなく、乱流現象は非線形現象の代表例であり、物理学や応用数学的にもカオスやフラクタル理論などとの関連性など種々な面で現在でも非常に興味深い研究対象として取り組みが数多く見られる。乱流運動は、Navier-Stokesの運動方程式で記述できるが、その非線形性、速度場(渦度場)の構造の3次元性や偶然性などが、乱流の特徴として挙げられ、これらの性質が相互に関連し合って乱流を非常に複雑な流体現象にしている。そのために、乱流は工学的に、あるいは日常的にも、最も身近な現象であるにもかかわらず、依然、その性質を記述する法則体系が完成されているとはいえ

ない。

乱流研究は、19世紀から盛んに行われるようになった。その初期の段階では、Reynoldsによる乱流遷移の実験(1883)、Prandtl(1904)の境界層理論、Boussinesq(1877)による乱流粘性の概念、Kármán(1930)の速度欠損則などの研究にみられるように個々の問題に着目した現象論的研究を中心として行われてきた。

一般に、実在する乱流場の多くは、噴流や物体表面の境界層など平均速度勾配を有するせん断流場中の流体现象であり、その様な流れ場は必然的に3次元構造を有するため、平均場と乱流中の速度変動成分間のエネルギー授受の問題など非常に複雑な構造を有している。そこで、乱流場をできる限り単純化した上で、その中で“乱流”の基本的性質を調べる事が今まで再々に行われてきた。すなわち、平均速度勾配がなく、統計的に一様かつ等方的である乱流場、すなわち、“一様等方性乱流”の存在を概念的に考え、それを研究対象として、その中で乱流の普遍的な法則を見出すことが追及されてきたが、それらの研究から得られた成果は、実在する諸乱流現象の解明や予測を可能にする第一歩として、高い価値を有するものである。

乱流の中で最も単純な場である一様等方性乱流に関する概念は、Taylor(1935)によって初めて導入された。そこでは乱流場の変動速度が空間的、および、時間的にランダムであるとし、それから導かれる統計量は、座標系を平行移動しても、回転しても、ある平面に関して鏡映しても変化しないといった等方性の仮定を導入することにより、乱流に関する理論的解析過程の簡略化を通して、その本質的理解の基礎を形作ったものとして、現在の乱流理論体系の根底を支えている。

乱流場は速度変動を有する。これは物理的には、乱流運動は種々なエネルギーを持った渦運動の集合体とも考えることができる。その例として、本研究でも本乱流場に関するモデルを本文中で考察する(図5.1)。この様に、乱流中の速度変動は連続スペクトルを有し、その中での渦運動間のエネルギー授受にはヒエラルキー構造が存在する。Kolmogorov(1941)は、乱流現象の物理的考察を通して、幾何学的レイノルズ数が充分大きい場合、乱れの発生に深く関与する異方的な大規模渦(低波数変動成分)に比較して十分に小さい渦(高波数変動成分)は近似的に統計的平衡状態に達しており、それらの小さい渦は大規模渦の影響を受けることなく等方的であると考え、局所等方性の概念を導入した。この局所等方性の概

念の提示は、等方性乱流に関する研究のもたらした成果を普遍的なものとすることに決定的な根拠を与えるものとなった。すなわち、多種多様な実在乱流場に存在するせん断乱流においても、小規模渦スケールに関しては等方的に扱え、そこでは、等方性乱流の理論がそのまま適用可能となる。しかし、どの程度のスケールを有する渦から小規模な等方的渦を形成するかという問題に対しては、蒔田と飯田(1989)によって初めて定義が与えられ、本研究によってその実験的検証がなされている。

さらに、Kolmogorovは、次元解析によって局所等方性が仮定された場合、そこでの乱流構造の普遍性を示すものとして、速度変動のエネルギー Spektral 分布が $-5/3$ 乗則に従う慣性小領域の存在を示した。この普遍平衡理論は、現在、ほとんど全ての乱流場の解析を行うにあたり基礎とされる理論である。Spektral 中の慣性小領域の存在は、潮流中で変動速度を計測した Grant, Stewart & Moillet(1962)によって初めて確認された。風洞を用いて行われた室内実験でエネルギー Spektral 中の慣性小領域を確認した研究としては、超大型加圧風洞を用いて格子乱流(マイクロスケール λ_g と特性速度 u_c を基にした乱流レイノルズ数 $R_\lambda = 669$)を調べた Kistler & Vrebalovich(1966)や、乱流噴流中($R_\lambda = 626$)で Spektral 分布を計測した Champagne(1978)によるものなどが有名である。しかし、このような研究を通して、慣性小領域を表わす Spektral 分布の比例定数(Kolmogorov 定数)の正確な値や、そのレイノルズ数依存性などに関しては、風洞実験のみならず、数値風洞(Kraichnan, 1966, Herring & Kraichnan, 1979, Kida & Murakami, 1987)などを用いて行われているが、いまだに信頼すべきものとして決定されるに至っていない。

初期の等方性乱流の実験的な研究は、格子乱流場を初めて用いた Simmons & Salter(1934)に始まり、Dryden(1941)、Batchelor & Townsend(1948)、Stewart & Townsend(1951)などによって盛んに行われた。彼らは、主として通常の実験室規模の風洞中で乱流格子を用いて一様等方性乱流場を形成し、熱線流速計などを使用して変動速度を計測し、乱流エネルギーの減衰特性や速度変動相関などを調べた。その後、Comte-Bellot & Corrsin(1966, 1971)、Uberoi & Wallis(1967)、Van Atta & Chen(1968, 1969)、Lin & Huang(1970)、Schedvin, Stegen & Gibson(1974)などの研究者により、格子乱流の実験的研究がさらに進められ、乱流エネルギーの減衰特性や速度変動成分の波数空間でのエネルギー輸送の問題など多くのことが明らかにされた。

現在はこの様な乱流運動の本質的かつ統計的性質に関する研究から、その構造に関する精密な分析が行われるようになってきた。その発端となったのは、Batchelor & Townsend(1949)による間欠性の発見である。彼らは、格子乱流の実験を行い、乱流変動中で変動速度の高波数成分を表わす速度変動の微分波形が時系列的に完全にランダム分布するのではなく、その波形が大振幅を有する期間が間欠的に現れることを示し、乱流場の微細構造中には間欠性が存在することを発見した。この間欠性とは、乱流中の小規模構造に関して、速度変動やエネルギー散逸などが時空間的に一様分布しているのではなく、大規模変動が局所的に活発であったり、散逸がある領域のみ卓越した状態で乱流場中に分布していることを言う。Landau & Lifshitz(1959)は、この間欠性の存在から乱流運動の時空間内で散逸を統計的に一様と扱っている普遍平衡理論の不当性を指摘した。それに対して、Kolmogorov(1962)とObukhov(1962)は、散逸分布を対数正規分布であると仮定し、1941年の普遍平衡理論の修正を行っている。

現在、微細構造を考慮した乱流モデルとして、渦板・渦管モデル(Townsend,1951, Corrsin,1962, Tennekes,1968, Saffman,1968)や、Novikov-Sewart(1964)のモデルを始めとするRandom Curlingモデル(Mandelbrot,1974)、 β モデル(Frish, Sulem & Nelkin,1978)、Multi Fractalモデル(Parisi & Frish,1985)、Random β モデル(Benzi, Paladin, Parisi & Vulpiani,1984)、 p モデル(Meneveau & Sreenivasan,.)、3D binomial Cantor setモデル(Hosokawa,1991)など数多くのものが提案されている。しかし、これらのモデルの内どれが乱流場の特性を最も正確に表わすモデルであるかは、いまだに確認されてはいない。現在においても信頼性の高い実験を行い、これらの問題を解決するに値するデータを得ることにより、ここで述べられたモデルの良否を検証するとともに、更に信頼性の高い理論を構築するために役立つ実験的な基礎データの提供が求められている。

一方、近年のコンピュータ技術の発達と計算手法の開発とともに数値計算が著しく発達し、乱流の基本的な性質に関する研究においても多大な貢献をもたらすことができるようになった。数値風洞を用いてNavier-Stokes方程式を直接数値計算することにより、実験的研究では得ることができない3次元的な乱流構造が明らかにされつつある(Hosokawa & Yamamoto,1989, Vincent & Meneguzzi,1990, Jiménez, Wray & Saffman,1993)。しかし、現在でも計算速度と記憶容量の問題が障壁となり、3次元直接数値計算で実現できる乱流場

の R_λ 数は200程度以下(生出・山本・細川,1994)に限られている。

乱流は本来、レイノルズ数の大きい流体现象であるとされているにも関わらず、研究室などで使用できる通常規模の風洞を使用して得られる格子乱流の乱流レイノルズ数 R_λ はたかだか100程度であり、現在最大の数値風洞による数値計算では、 512^3 の計算点数で $R_\lambda \sim 200\%$ (Chen, Doolen & Kraichnan,1993)である。これは通常の幾何学的レイノルズ数でいうと $10^4 \sim 10^6$ 程度に相当し、このような R_λ 数の乱流場では乱流本来の普遍的性質を完全に保有しているとは言い難い。

このような要請から、過去に実験的に大きな R_λ を有する乱流場を作り出す研究が行われてきた。例えば、Kistler & Vrebalovich(1966) は大型加圧風洞(4atm)に格子を設置し、 $R_\lambda = 669$ の乱流場を作り出した。この乱流場のエネルギースペクトル中には一桁以上の広い慣性小領域が認められ、実験的に、初めて十分に大きな乱流レイノルズ数を有する乱流場を実現し得たといえる。しかし、風洞を加圧しているため乱流場中の最小渦スケールである Kolmogorov スケールが小さくなり、スペクトル中の小規模変動に関する議論を行う場合、流速を検知するためのプローブの寸法のため空間的な分解能が問題になる。近年では、Gagne(1987)や、Kuznetsov, Praskovsky & Sabelnikov(1992)、Saddoughi & Veeravalli(1994)などが巨大風洞を使用して高レイノルズ数乱流場を発生させ、その中で実験的な研究を行っているが、巨大風洞を使用した研究では、実験を行うための経費や装置運営上の制限などが問題になり、場の一様性や自己相似性の確認などを含めて詳細かつ大量の実験を継続的に行うことはできないという欠点を持つ。

それらの問題を克服する手段として小型風洞を用いながら大規模な乱流場の実現が試みられた。その様な例の一つとして、Gad-el-Hak & Corrsin(1974)による噴流格子を用いた等方性乱流($R_\lambda = 160$)の研究がある。しかし、彼らの実現した乱流場のエネルギースペクトル中には明確な慣性小領域は存在していない。Tassa と Kamotani(1975) にも同様な実験を行っており、上流、および、下流方向に向かって吹き出す噴流格子によって等方性乱流場を実現したが、十分な R_λ 数を有する大規模な乱流を発生させることはできなかった。また、Ling & Wan(1972) は、回転軸に長方形の攪拌翼を取りつけ、それらを振り動かして、水槽中に乱流を発生させた。これは、乱流場に動的に乱れを与えた画期的な手法であったにも関わらず、 $R_\lambda = 60$ とあまり大きな乱流レイノルズ数の乱流場を得られなかった。ほ

ほ同じ頃、斎藤と佐藤(1974)は正弦波状の形状を有する振動板列をランダムに振動させることによって、約9%の乱れ強度を有する乱流場を実現した。ただし、乱れの生成が二次元的であるために風洞中の平均風速分布にゆがみが生じたのみでなく、連続的なスペクトル分布を得ることができなかった。

Makita & Miyamoto(1983)は、乱流レイノルズ数が大きく、より等方的な良好な場を実験的に実現することを目的として、乱流発生装置を開発した。この装置は、格子状に組まれた縦横15段の回転軸に攪拌翼が取り付けられており、これらをランダムに反転させることにより、流れ場に3次元的な攪乱を与えるものである。このような手法を通して、実験室規模の風洞乱流としては格子乱流場に比べ乱流レイノルズ数が一桁程度も大きいばかりでなく、一様性や等方性なども良好な大規模乱流場の実現に初めて成功した。今まで種々な解析を通して、この装置により形成された乱流場の基本的な性質が調べられており(蒔田・佐々・岩崎・飯田,1987a,1987b,1988, 蒔田・飯田・佐々,1988, Makita & Sassa,1991, Makita,1991)、乱流場の統計的性質や微細構造に関する検証を行う場として十分な資質を有することが知られている。その過程で慣性小領域の最大渦スケールを決定するものとして最大等方渦スケールの導入、自己相似性達成距離の決定法、3次元スペクトルの測定、などの研究も行われた(蒔田・飯田,1989,1990a,1990b)。さらに、乱流発生装置下流にハニカムやスリットを挿入することにより、極めて強い異方度を有する一様軸対称異方性乱流および一様3次元異方性乱流の解析(蒔田・岩崎・飯田,1988,1989, 蒔田・岩崎,1989a,1989b,1990,1991, 蒔田・南,1995)も行っており、それらを通して、本論文の解析にも用いている Rotta のモデル(Rotta,1951)の妥当性の検証などが行われてきた。

本研究は、上述した様に Makita & Miyamoto によって実現された大規模乱流場を用いて計測を行い、それとともに新しいスケールの導入や解析手法を提言し、それらを用いて局所等方性や微細構造の間欠性に関して乱流場の基本的性質を解明することを通して、将来の乱流モデルの構築などに有益な乱流場の基礎データの蓄積を目的とするものである。

1.2 本研究の目的

本研究では、乱流発生装置を使用して風洞中に R_λ が大きく ($R_\lambda = 80 \sim 393$)、平均速度勾配を持たない一様性乱流場を実現する。この乱流場の速度変動をXプローブと熱線流速計を用いて計測することにより、渦スケールやスペクトル、各種相関量など乱流諸量を精密に算出し、それらのデータを通して R_λ や異方性に依存しない乱流の普遍的性質を探るとともに、乱流場がそのような普遍的性質を持ち得る条件を決定することを目的としている。具体的には、以下の通りである。

1. 乱流エネルギーと異方性の関係を調べ、従来の格子乱流場との比較を通して風洞乱流の減衰過程を解明する。
2. 等方化を考慮した乱流エネルギーの減衰法則を導出するとともに、減衰の特性時間と乱流エネルギーのべき乗則から新しい仮想原点の決定法を提案する。本減衰法則の妥当性について実験データを用いて調べるばかりでなく、広い乱流レイノルズ数範囲にわたり減衰率を算出し、その乱流レイノルズ数依存性から乱流レイノルズ数が十分に大きい場合の減衰率を推測する。
3. 非等方テンソルスペクトルを導入し、各渦形状について調べることで、局所等方性の検証を行う。
4. スペクトル分布や構造関数などから、慣性小領域の最小渦スケール ℓ_s 、最小非粘性渦スケール ℓ_i を新たに定義する。また、蒔田と飯田(1989)によって定義された最大等方渦スケール ℓ_G の妥当性を実験的に証明する。これらの渦スケールを用いて、慣性小領域の範囲を定義するとともに、慣性小領域の存在条件や慣性小領域の広さと乱流レイノルズ数の関係を明らかにする。
5. 各波数領域の速度変動を抽出し、その確率密度分布や構造関数などにより微細構造の間欠性を調べることで、今後の乱流モデルの構築に役立つ基礎データを提供するとともに、既存の乱流モデルの検証を行う。

1.3 本論文の構成

本論文の構成を以下に概説する。

第1章では、本研究を行うにあたり、その歴史的な背景や本研究の意義・目的について述べた。第2章では、本研究に関する理論的背景について述べる。そこでは、乱流エネルギーの減衰に関するべき乗則、最大等方渦スケール、渦形状、および、普遍平衡理論と間欠モデルなどに関する理論的展開がなされるとともに、本研究で提案する非等方テンソルスペクトル、瞬間非等方テンソルについて述べる。第3章では、本研究で用いる大規模乱流場の実現方法と計測系について説明するとともに、実現された乱流場の基本的な特性について述べ、それが本研究の目的を遂行する上で十分な性質を保有していることを示す。第4章では、本乱流場の減衰過程について調べる。そこでは今まで経験的に行われてきた仮想原点の決定方法に関して、新しい理論的手法を提案している。さらに、第2章で導入した等方化を考慮したべき乗則を用いて、乱流場の減衰特性を探る。そこでは、非等方性を含む乱流場の計測結果から真の乱流エネルギーの減衰率の決定を試みる。第5章では、エネルギースペクトルや散逸スペクトル、非等方テンソルスペクトルなどを用いて局所等方性の成立条件を調べる。また、Kolmogorov 定数の R_λ 数依存性を求め、その結果を通して普遍平衡理論の成立条件と $R_\lambda \rightarrow \infty$ の乱流場における Kolmogorov 定数の値を推定し、普遍平衡理論の検証を行う。第6章では、波形解析、確率密度分布、構造関数などを用いてスペクトル上における各波数領域の速度場の特性を調べることにより、乱流場の微細構造について明らかにするとともに乱流モデルの検証を行う。第7章では、本研究によりこれまでに得られた結果を総括することを通して、本研究を通して、新たに得られた一様等方性乱流の普遍的な性質に関するまとめを行う。巻尾に謝辞および参考文献を加える。

主な記号

本論文で使用する記号の内、主なものに関して以下に定義を与える。

b_{ij}	:非等方テンソル
$b_{ij,k}$:非等方テンソルスペクトル
C	:散逸率 ϵ に関する比例定数
E	:3次元エネルギースペクトル
E_1, E_2, E_3	: u, v, w の1次元エネルギースペクトル
F	:フラットネス
k	:波数
L_{ux}, L_{vx}	:縦方向、および、横方向のインテグラルスケール
ℓ_0	:等価インテグラルスケール
ℓ_i	:最小非粘性渦スケール
ℓ_D	:等価散逸最大渦スケール
ℓ_{D1}, ℓ_{D2}	: S_1, S_2 が最大の渦スケール
ℓ_G	:最大等方渦スケール
ℓ_S	:慣性小領域の最小渦スケール
M	:乱流発生装置の格子間隔 ($M=46.7\text{mm}$)
q^2	:乱流エネルギー ($q^2 = u'^2 + v'^2 + w'^2$)
R_λ	: λ_g と u_C を基にした乱流レイノルズ数
r	:距離
S	:スキューネス
S_1, S_2	: u, v の1次元散逸スペクトル
t	:時間
t_0	:仮想原点(時間)
T_0	:渦の特性時間
T_L	:減衰の特性時間
T_R	:等方化の特性時間

U	:主流方向の平均流速
u, v, w	:主流、鉛直、および、水平方向の変動速度
u_1, u_2, u_3	:主流、鉛直、および、水平方向の変動速度
u', v', w'	: u, v, w のRMS値
u_C	:特性速度
X_0	:仮想原点(距離)
X, Y, Z	:主流、鉛直、および、水平方向距離
x_1, x_2, x_3	:主流、鉛直、および、水平方向距離
α	: E に関するKolmogorov定数
α_1, α_2	: E_1, E_2 のKolmogorov定数
β'_{ij}	:2次元瞬間非等方テンソル
γ_{\pm}	:異方渦の存在率
ϵ	:散逸率
ϵ_m	:凍結仮説の誤差を含んだ散逸率
η	:Kolmogorovスケール
κ	:熱線に沿った流れによって奪われる熱の寄与率
λ_f, λ_g	:縦および横方向のマイクロスケール
μ	:間欠性を表わす定数
ν	:動粘性係数

ここに示した記号以外は、適宜、本文中で定義する。

第2章

理論的背景

2.1 緒言

ここでは、本論文中で次章以後に述べる本乱流場の構造に関する種々の考察に対して必要とされる理論的背景について述べる。

1. 等方化を考慮した乱流エネルギーの減衰法則の導出

平均速度勾配を持たない一様な風洞乱流の場合、乱流格子など乱流を発生させた装置から十分に離れ、乱流場の構造に装置の悪影響がおよばなくなったところでは、乱流エネルギーは時間(距離)のべき乗に比例して減衰すること、すなわち、減衰のべき乗則が成立することが経験的に知られている(Comte-Bellot & Corrsin, 1966)。本研究では、等方性乱流に関して、このべき指数(減衰率)を知ることを本研究の主要な目的の一つとしているが、一般に、べき乗則を適用する風洞乱流は必ずしも完全な等方性乱流ではなく、若干ではあるが異方性を有するために下流方向に向かって等方化が進行しており、厳密な意味では、粘性散逸のみによって引き起こされる減衰特性についての議論をすることは不可能である。本研究では、乱流エネルギー方程式を用いて粘性散逸および等方化に関する項の考察を行った。等方化に関する項についてはRottaのモデル(Rotta, 1951)を導入し、変動速度の各方向成分の乱流エネルギーの変化を時間の関数として表わすことにより、等方化を考慮した減衰法則の提案を試みる。

2. 最大等方渦スケールの定義

蒔田と飯田(1989)は、エネルギースペクトル中で渦のカスケード過程が進行するに従って、より小さな渦は大きい渦中に存在する異方性の影響を受けなくなるという性質を利用して、局所等方性が満足される最大渦スケール(以後、最大等方渦スケール ℓ_G と呼ぶ)の推定法と、それにより乱流場が自己相似状態に達する条件の決定法を提案した。これらの成果は、本研究の基礎となっており、本章でこれらのことについて説明することにより、後章中でこの最大等方渦スケール ℓ_G を定義したことの妥当性を検討するための根拠を与える。

3. 渦形状に関する定義

本研究では、Rotta(1951)の定義した非等方テンソルを基礎とし、波数空間に拡張した非等方テンソルスペクトル、および、瞬間的な渦形状を表わす瞬間非等方テンソルを提案することにより、各渦スケールの異方性を検討し、それらの結果から乱流場の特性に関する考察を試みる。本章では、この非等方テンソルスペクトルの定義と、乱流場中の渦が等方的な時に非等方テンソルが取り得る値について説明する。また、瞬間非等方テンソルを定義し、その物理的意味についても述べる。

4. 普遍平衡理論と乱流モデル

第1章でも述べた様に、Kolmogorovの普遍平衡理論(Kolmogorov, 1941)は、現在の乱流理論の中で最も重要な概念の一つである。本研究では、大規模一様性乱流場の実験的研究を通して普遍平衡理論や微細構造の間欠性を考慮した乱流モデルの検証を行うが、ここでは、Kolmogorovによって与えられた普遍平衡理論とその後に改良された各種乱流モデルについての説明を行う。

2.2 等方化を考慮した乱流エネルギーの減衰法則の導出

外力が流体に作用しない場合、非圧縮性流体の運動方程式は、Navier-Stokes方程式で表わされる。すなわち、

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l \partial x_l} \quad (2.1)$$

Reynolds(1985) は、速度 u_i と圧力 p を平均量 U_i, P と変動量 u'_i, p' に分けて考え、

$$\begin{aligned} u_i &= U_i + u'_i \\ p &= P + p' \end{aligned} \quad (2.2)$$

上式を式(2.1)に代入して、時間平均をとることにより次式を得る。すなわち、

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U_i \frac{\partial U_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_l \partial x_l} - \frac{\overline{u'_i u'_k}}{\partial x_k} \quad (2.3)$$

さらに、式(2.3)を式(2.1)から引き、平均をとった u_i に関する式に u_j を掛ける。同様にして導いた u_j に関する式に u_i を掛ける。これらの式を加え合わせた後に、平均をとることにより、2次モーメントに関する方程式を得る (Hinze, 1975, p324)。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + U_k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \\ = -\frac{\partial \overline{u_i u_j u_k}}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{p u_j}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{p u_i}}{\partial x_j} \right) \\ + \frac{1}{\rho} p \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i u_j}}{\partial x_l \partial x_l} - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_l} \frac{\partial u_j}{\partial x_l} \end{aligned} \quad (2.4)$$

さらに、平均速度勾配のない一様非等方性乱流場の場合には、上式は次のようになる。すなわち、

$$\frac{d \overline{u_i u_j}}{dt} = \frac{1}{\rho} p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - 2\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right), \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (2.5)$$

右辺第1項は再分配項と呼ばれ、この場合には異方性乱流が等方化する過程で行われる異方向成分間のエネルギー交換を表している。右辺第2項は粘性による乱流エネルギーの散逸を表わしている。これら第1項、第2項をそれぞれ、 ϕ_{ii} および ϵ で表わすと、次式を得る。

$$\frac{dq^2}{dt} = -2\epsilon \quad (2.6)$$

$$\frac{d \overline{u_i^2}}{dt} = -\frac{2}{3}\epsilon + \phi_{ii} \quad (2.7)$$

ここで、再分配項として Rotta のモデル (Rotta, 1951) を導入する。Rotta のモデルは必ずしも厳密なものではないが、極めて簡単なモデルであり、それにより等方化を伴う乱流エネルギーの減衰特性の本質の一端が理解されれば、その価値は小さくないものと思われる。Rotta は再分配項を次式のように仮定した。

$$\phi_{ij} = \beta \epsilon b_{ij} \quad (2.8)$$

ここで、 β は Rotta の定数である。 b_{ij} は非等方テンソルと呼ばれ、次式で与えられる (Rotta, 1951)。

$$b_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{q^2} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad (2.9)$$

b_{ij} はレイノルズ応力テンソル $\overline{u_i u_j}$ に関して等方性乱流とのずれを表す量である。また、非等方テンソルの不変量 II は異方性の大きさを表すパラメータであり、次のように定義される (Lumley & Newman, 1977)。

$$II = b_{ij} b_{ji} \quad (2.10)$$

一様性乱流場では、 $i \neq j$ の場合に $\overline{u_i u_j} = 0$ 、すなわち、 $b_{ij} = 0$ となる。したがって、本乱流場において非等方テンソルの不変量は $II = b_{ii}^2$ となる。蒔田と岩崎 (1990) は、軸対称異方性乱流場の等方化の過程において Rotta のモデルの検証を行っている。それによると、不変量 II は流れ方向に変化するが、その勾配が一定となる領域が存在し、各領域内では β はほぼ一定値となるので、各領域ごとに Rotta のモデルを適用することにより再分配項を表すことができる。減衰の特性時間 T_L (Batchelor, 1953) と等方化の特性時間 T_R (Gence & Mathieu, 1980) は次の様に定義される。すなわち、

$$T_L = -q^2 \left(\frac{dq^2}{dt} \right)^{-1} \quad (2.11)$$

$$T_R = -II \left(\frac{dII}{dt} \right)^{-1} \quad (2.12)$$

この時、Rotta の定数 β は、 T_L と T_R の比 α と次に示す関係がある (Choi, 1983)。

$$\alpha = \frac{1/T_L}{1/T_R} = \frac{1}{\beta - 2} \quad (2.13)$$

また、Penven, Gence & Comte-Bellot(1985)によると、 α は次式に示す様に等方化の速度と減衰の速度の比を表している。

$$\alpha = \frac{d(\log q^2)}{d(\log II)} = \frac{(1/q^2)(dq^2/dt)}{(1/II)(dII/dt)} \quad (2.14)$$

後述する様に、本実験結果では、 α が一定値をとる各領域において T_L 、 T_R および b_{ij} が時間 t のべき乗に比例する。すなわち、

$$T_L = C_{TL} T_L (t - t_0)^{n_{TL}} \quad (2.15)$$

$$T_R = C_{TR} T_R (t - t_0)^{n_{TR}} \quad (2.16)$$

$$b_{ij} = C_{bij} b_{ij} (t - t_0)^{-n_{bij}} \quad (2.17)$$

ここで、 t_0 は仮想原点を、 n_{TL} 、 n_{TR} および n_{bij} はべき指数を、 C_{TL} 、 C_{TR} および C_{bij} は比例定数を示す。乱流発生源から十分に離れた乱流場の乱流エネルギーの各方向成分は時間 t のべき乗に反比例する (Comte-Bellot & Corrsin, 1966)。

$$\overline{u_i^2} = C_{ui} (t - t_0)^{-n_{ui}} \quad (2.18)$$

ここで、指数 n_{ui} と C_{ui} は各速度成分の減衰率と比例定数である。格子乱流場などを用いた従来の研究 (Batchelor & Townsend, 1948, Comte-Bellot & Corrsin, 1966, Mohamed & LaRue, 1990) では、乱流エネルギーの変化に関して式 (2.18) を適用してきたが、これらの乱流場には若干の異方性が存在し、等方化しながら減衰する。また、乱流場も十分に発達したものととは考えられない (蒔田・飯田, 1990) などの欠点があるため、この様な乱流場から得られる減衰率 n_{ui} にはその影響が含まれている恐れがある。本研究では等方性乱流場を考え、その乱流エネルギーの方向成分、 $\overline{u_I^2}$ の時間変化を次のように仮定する。すなわち、

$$\overline{u_{iI}^2} = C_{uiI} (t - t_0)^{-n_{uiI}} \quad (2.19)$$

ここで、指数 n_{uiI} と C_{uiI} は各速度成分の減衰率と比例定数である。また、異方性の影響を受けない乱流エネルギーを q^2 とすると、その減衰を式(2.18)と同様に次式のように仮定する。すなわち、

$$q^2 = C_q(t - t_0)^{-n_q} \quad (2.20)$$

ここで、指数 n_q は q^2 の減衰率、 C_q は比例定数である。 $q^2 = 3\overline{u_I^2}$ という関係が成立するので、式(2.6)より散逸 ϵ と時間 t との関係は次の様に表される。

$$\epsilon = -\frac{1}{2} \frac{dq_I^2}{dt} = -\frac{3}{2} \frac{du_{iI}^2}{dt} = \frac{3}{2} C_{uiI} n_{uiI} (t - t_0)^{-(n_{uiI}+1)} \quad (2.21)$$

式(2.8)で示される再分配項は式(2.13)、(2.15)~(2.17)および式(2.21)を用いることにより時間のみの関数として表される。それと式(2.21)を式(2.7)に代入し、積分することにより次式が得られる。

$$\begin{aligned} \overline{u_i^2} = & C_{uiI} (t - t_0)^{-n_{uiI}} \\ & + 3C_{uiI} C_{bii} \frac{n_{uiI}}{n_{uiI} + n_{bii}} (t - t_0)^{-n_{uiI} - n_{bii}} \\ & + \frac{3}{2} \frac{C_{uiI} C_{TL} C_{bii}}{C_{TR}} \frac{n_{uiI}}{n_{uiI} - n_{TL} + n_{TR} + n_{bii}} (t - t_0)^{-n_{uiI} + n_{TL} - n_{TR} - n_{bii}} \end{aligned} \quad (2.22)$$

ここで、右辺第2、3項は等方化を考慮したことにより付加された項である。従来の研究では、乱流発生源の影響を受けた領域以外の u'^2 や v'^2 の減衰特性について、式(2.18)により議論されてきたが、第4章において、減衰初期において等方化する場合の乱流エネルギー減衰や、その後、準等方的となった乱流場の乱流エネルギー減衰に関して、式(2.22)を用いて評価する。さらに、従来の研究(Batchelor & Townsend, 1948, Comte-Bellot & Corrsin, 1966, Mohamed & LaRue, 1990)であまり議論されてこなかった q^2 の減衰に関して式(2.20)を用いて評価し、その妥当性についても考察する。

2.3 最大等方渦スケールの定義

乱流場の統計的性質を記述するにあたって慣性小領域を明確に定義することは極めて重大な問題であると考えられるが、今まで必ずしも厳密な定義が与えられていなかった。

本研究の乱流場は、格子乱流場が一般的にそうであるように、若干の異方性を持ち、完全な等方性乱流場とは言えない。そこでスペクトル分布中、どのスケールの渦までを等方性の渦として、すなわち、慣性小領域の最大スケールとして見なせることができるかを決定することは重要であり、蒔田と飯田(1989)が、次の様な推論に基づいて導出した手法をここでも採用する。なお、慣性小領域の最小渦スケールも必要とされるが、それについても現在まで明確な定義がされていない。本研究では、これを実験的に定義することを試みているが、それについては第5.3節で詳述する。

以下に、蒔田と飯田(1989)の概念を説明する。周囲の条件が変化した時に、乱流中の渦(eddy)は自己を再調整する。そのために必要な時間を渦の特性時間 T_i (Frisch, Sulem & Nelkin, 1978)と呼ぶ。すなわち、

$$T_i = \ell/v \quad (2.23)$$

小さな渦ほど、この渦の特性時間は短いといった性質を有している。

一方、乱流場全体の変化を表わす特性量として、減衰の特性時間(Batchelor, 1953)

$$T_L = \frac{u_C^2}{-du_C^2/dt} \quad (2.24)$$

がある。ある渦の特性時間 T_i について

$$T_i \ll T_L \quad (2.25)$$

といった条件を満足するならば、この渦は、周囲の条件が変化しても、それよりも素早く自己を再調整することができるので、この渦は平衡状態にあると考えられる。

大小様々な渦が考えられるが、その中でエネルギーを最も含んでいる渦 ℓ_0 を考える。その特性時間 T_0 (Batchelor, 1953)は

$$T_0 = \ell_0 / u_C \quad (2.26)$$

であり、式(2.24)を用いると、 T_0 と T_L の関係が得られる。すなわち、

$$T_0 = \sqrt{\frac{3}{2}} C \cdot T_L \quad (2.27)$$

ここで、 C は散逸率 ϵ の比例定数である (Batchelor & Townsed, 1948)。

$$\epsilon = C \frac{(q^2/2)^{3/2}}{\ell_0} \quad (2.28)$$

蒔田と飯田(1989)は、Heisengerg(1948)が提案したスペクトル分布の積分形をマクローリン展開することにより、 C を ℓ_0/η の関数として表わした。すなわち、

$$C = \left(\frac{3}{2}\alpha\right)^{-3/2} \left[1 - 1.307\alpha^{1/2} \left(\frac{\ell_0}{\eta}\right)^{-2/3}\right]^{-3/2} \quad (2.29)$$

乱流レイノルズ数が十分に大きい、すなわち、 $\ell_0/\eta \rightarrow \infty$ の時、 $C = 0.2$ を得た。この時、 ℓ_0 の渦は等方的であると考えられ、式(2.27)において特性時間 T_0 の代わりに T_G とすると、

$$T_G = T_L/4 \quad (2.30)$$

であり、減衰の特性時間 T_L の1/4の特性時間を持つ渦は平衡状態にあることがわかる。時間 t と渦スケール ℓ の間には、 $\ell \sim t^{3/2}$ の関係がある (蒔田・飯田, 1989) ので、再び、式(2.27)を用いると、最大等方渦スケールを以下のように得ることができる。

$$\frac{\ell_G}{\ell_0} \sim \left(\frac{T_G}{T_0}\right)^{3/2} = \left(\frac{\sqrt{2/3}}{4C}\right)^{3/2} \quad (2.31)$$

なお、最小非粘性渦スケール ℓ_i の定義については、第5.3節で述べる。

2.4 異方性を表わすパラメータの導入

2.4.1 非等方テンソルスペクトルの定義

Rotta(1951)の定義した非等方テンソルを波数空間に拡張し、全てのスケールの渦が有する個々の異方性について調べる。式(2.9)に示したRottaの非等方テンソルを波数空間に拡張し、各波数 k についての非等方テンソルスペクトル $b_{ij,k}$ を次のように定義する。

$$b_{ij,k} = \frac{E_{ij}(k)}{E_{11}(k) + E_{22}(k) + E_{33}(k)} - \frac{\delta_{ij}}{3} \quad (2.32)$$

ここで、 E_{ii} は変動速度 u_i の1次元エネルギー・スペクトルである。等方性乱流を仮定した場合、縦方向と横方向の1次元エネルギー・スペクトル E_{11} と E_{22} の関係は、次式で与えられる(Hinze, 1959)。すなわち、

$$E_{22} = \frac{1}{2} \left(E_{11} - k \frac{\partial E_{11}}{\partial k} \right) \quad (2.33)$$

ここで、慣性小領域ではKolmogorovの $-5/3$ 乗則(Kolmogorov, 1941)、粘性散逸領域ではHeisenbergのスペクトル(Heisenberg, 1948)、すなわち、

$$\text{慣性小領域} : E_{11} \sim \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$$

$$\text{粘性散逸領域} : E_{11} \sim (2\nu^2)^{-2} \epsilon^2 k^{-7}$$

で表わされるものと仮定し、これらを式(2.33)に代入する。また、低波数領域では式(2.33)において $k \rightarrow 0$ とすることにより、各波数領域での E_{11} と E_{22} の関係を次式の様に得る。すなわち、

$$\text{低波数領域} : E_{11} = 2E_{22}$$

$$\text{慣性小領域} : E_{11} = \frac{3}{4}E_{22}$$

$$\text{粘性散逸領域} : E_{11} = \frac{1}{4}E_{22}$$

これらの関係を式(2.32)に代入すると、各波数領域の渦が等方的であると見なされうる場合には、 $b_{11,k}$ はそれぞれ次の値を持つ。

$$\text{低波数領域} : b_{11,k} = 1/6$$

$$\text{慣性小領域} : b_{11,k} = -2/33$$

粘性散逸領域: $b_{11,k} = -2/9$

2.4.2 瞬間非等方テンソルの定義

本研究では、式(2.9)で示した非等方テンソルの概念を一步進めて、レイノルズ応力テンソルに関して、等方性を仮定した時のレイノルズ応力との瞬間的な割合を表すパラメータとして、瞬間非等方テンソル β_{ij} を以下のように導入する。すなわち、

$$\beta_{ij} = \frac{1}{3} \frac{u_i u_j}{u_i u_i} - \frac{1}{3} \delta_{ij}, (i, j = 1, 2, 3) \quad (2.34)$$

δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。これは速度場において瞬間的な渦形状を表すものとも考えられる。本実験ではXプローブによる2次元的な計測のため、式(2.34)を直接求めることはできない。そこで、近似的に $u_1 u_2$ 平面についてのみ考えると、それを2次元瞬間非等方テンソルと呼び、 β'_{ij} で表わす。すなわち、

$$\beta'_{ij} = \frac{1}{2} \frac{u_i u_j}{u_i u_i} - \frac{1}{2} \delta_{ij}, (i, j = 1, 2) \quad (2.35)$$

式(2.35)は乱流場の渦構造の3次元的特性を必ずしも厳密に捕らえていると言えないが、本研究では、 β'_{ij} を用いて瞬間的な渦構造に関する考察を行う。 β'_{11} 、 β'_{22} および β'_{12} はそれぞれ次式の様に表わされる。

$$\beta'_{11} = \frac{u_1^2}{u_1^2 + u_2^2} - \frac{1}{2} \quad (2.36)$$

$$\beta'_{22} = \frac{u_2^2}{u_1^2 + u_2^2} - \frac{1}{2} \quad (2.37)$$

$$\beta'_{12} = \frac{u_1 u_2}{u_1^2 + u_2^2} \quad (2.38)$$

β'_{11} と β'_{22} を加え合わせることで、次の関係を得る。

$$\beta'_{22} = -\beta'_{11} \quad (2.39)$$

図2.1(a) に示す様に、速度場の $u_1 u_2$ 平面において、 β'_{11} は主流方向のエネルギー u_1^2 と乱

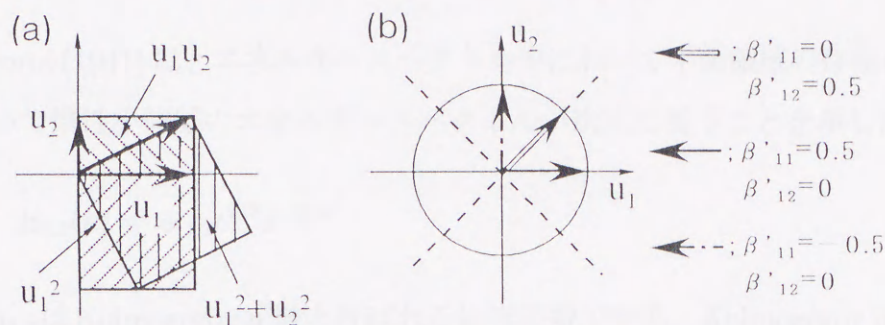


図2.1 2次元瞬間非等方テンソルの説明図

流エネルギー ($u_1^2 + u_2^2$) の瞬間的な割合を、 β'_{12} はレイノルズ応力 $u_1 u_2$ と ($u_1^2 + u_2^2$) の瞬間的な割合を表している。乱流場が瞬間的に等方的になったとき、すなわち、 u_1 と u_2 の合成ベクトルは図2.1(b) の点線上に位置し、

$$\beta'_{11} = 0, \quad \beta'_{12} \pm 0.5 \quad (2.40)$$

となる。主流方向に渦が最も伸びた場合、合成ベクトルの先端が u_1 軸上に位置し、

$$\beta'_{11} = 0.5, \quad \beta'_{12} = 0 \quad (2.41)$$

となる。逆に、主流方向に渦が最も縮んだ場合、合成ベクトルの先端は u_2 軸上にあり、

$$\beta'_{11} = -0.5, \quad \beta'_{12} = 0 \quad (2.42)$$

となる。従って、 β'_{ij} の値が取り得る範囲は、

$$-0.5 \leq \beta'_{ij} \leq 0.5 \quad (2.43)$$

である。

2.5 普遍平衡理論と乱流モデル

2.5.1 Kolmogorov 定数の決定

Kolmogorov(1941)は、エネルギースペクトル中において平衡領域の存在を予測し、次元解析によって慣性小領域のエネルギースペクトルが次式に従うことを示した。

$$E_{1,2}(k) = \alpha_{1,2} \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (2.44)$$

ここで、 $\alpha_{1,2}$ はKolmogorov定数と呼ばれる比例定数である。Kolmogorov定数は、Extend Von Karman モデル (Driscoll & Kennedy, 1983) など他の乱流モデルのスペクトル分布を決定する場合にも必要とされ、その正確な値を決定することは工学的に重要な意味を持つ。Kolmogorov定数は実験的あるいは数値実験的により決定されなければならない。今まで多くの研究者によってこのKolmogorov定数の決定が試みられている (Bradshaw, 1967, Dickey & Mellor, 1979) が、乱流レイノルズ数 R_λ の不十分さ、乱流場の一様性や等方性、測定精度の問題など実験上の種々の困難さのため、今日でも必ずしも確定的な値が得られるには至っていない。蒔田・飯田・佐々(1988)も乱流発生装置により発生した大規模乱流場の乱流場のスペクトル分布 E_1 を用いて Kolmogorov 定数の内、 α_1 を求めた。本研究では、第5.5節で α_1 と α_2 を決定し、それらの乱流レイノルズ数依存性を明らかにすることを試みる。 $\alpha_{1,2}$ の決定法として、Schedvin, Stegen & Gibson(1974) の手法がある。すなわち、Kolmogorov スケール η と Kolmogorov 速度 v_K を用いて、式(2.44)を次式の様に無次元化する。

$$E_{1,2}(k\eta) = \frac{E_{1,2}(k)}{v_K^2 \eta} = \alpha_{1,2}(k\eta)^{-5/3} \quad (2.45)$$

上式を変形し、次に示す関数を考える。すなわち、

$$A_{1,2}(k\eta) = (k\eta)^{5/3} E_{1,2}(k\eta) \quad (2.46)$$

式(2.46)は全波数領域において定義される関数であるので、 $\alpha_{1,2}$ の代わりに $A_{1,2}(k\eta)$ とした。 $k\eta$ に対して $A_{1,2}$ をプロットする時、慣性小領域では $-5/3$ 乗則が成立し、 $A_{1,2}$ は一定値、すなわち、 $\alpha_1 = A_1$ 、 $\alpha_2 = A_2$ として、Kolmogorov 定数が決定される。なお、本研究で

は、初めて慣性小領域の定義として前節で述べた最大等方渦スケール ℓ_G から最小非粘性渦スケール ℓ_i までとし、その範囲でSchedvin, Stegen & Gibsonの手法を用いることにより、より論理的な統一性のあるKolmogorov定数の決定を行っている。

2.5.2 構造関数

主流方向の変動速度 $u(X)$ を用いて定義される構造関数

$$\langle \delta u^p \rangle = \overline{[u(X+r) - u(X)]^p} \quad (2.47)$$

は、大きさ r の流体塊の相対速度、すなわち、スケール r の渦の統計的な特性を表している。Rotta(1972)は、粘性散逸領域で2次の構造関数を次式で表した。

$$\langle \delta u^2 \rangle \sim \frac{\epsilon}{15\nu} r^2 \quad (2.48)$$

また、慣性小領域では、散逸 ϵ と指数 μ にて、構造関数を次のように表すことができる。

$$\langle \delta u^p \rangle \sim \epsilon^{p/3} r^{\zeta_p} \quad (2.49)$$

ここで、 ζ_p は、1941年のKolmogorovの普遍平衡理論(Kolmogorov, 1941)(以下、K41モデルと呼ぶ)、その修正理論(Kolmogorov, 1962, Obukhov, 1962)(Refined Similarity Hypothesis, 以下、RSHモデルと呼ぶ)、 β モデル(Frish, Sulem & Nelkin, 1978)、3D binomial Cantor setモデル(Hosokawa, 1991)(以後、3D BCSモデルと呼ぶ)において、以下に示すように異なる値を持つ。すなわち、

$$K41 \text{ model} : \zeta_p = p/3 \quad (2.50)$$

$$RSH \text{ model} : \zeta_p = p/3 - \mu p(p-3)/18 \quad (2.51)$$

$$\beta \text{ model} : \zeta_p = p/3 - \mu(p-3)/3 \quad (2.52)$$

$$3D \text{ BCS model} : \zeta_p = p/3 - 3\log_2 \left[0.5 \left(B^{p/3} + C^{p/3} \right) \right]$$

$$B = 1.2175, C = 0.7825 \quad (2.53)$$

RSHモデルは散逸が対数正規分布に従って分布していると仮定したモデルであり、 β モデルではカスケード過程において次世代の渦がまばらに作られると仮定している。また、3D BCSモデルでは、エネルギーが次世代の複数の渦へ異なった割合で配分されると考えている。ここで、 μ は慣性小領域における散逸関数 $\chi(X)$ の自己相関に関する指数である。すなわち、

$$\overline{\chi(X)\chi(X+r)} \sim (L/r)^\mu \quad (2.54)$$

ここで、 L はエネルギーを含んだ渦スケールである。 μ の値は、直接に上式からも決定することができるが、6次の構造関数の慣性小領域のべき指数 ζ_6 から μ の値を求めることもできる (Anselmetti, Gagne & Hopfinger, 1984)。すなわち、

$$\mu = 2 - \zeta_6 \quad (2.55)$$

特に、3次の構造関数は、慣性小領域で間欠性の影響を受けず、以下の式で表される (Landau & Lifshitz, 1959)。

$$\langle \delta u^3 \rangle = -\frac{4}{5} \epsilon r \quad (2.56)$$

2.6 結言

本章では、本研究で次章以後に必要とされることに関する物理的根拠を与えるための理論を概説した。本乱流場のように弱い異方性を有する乱流場における乱流エネルギーの減衰過程を記述するために、等方化の影響を考慮した新しい減衰法則を乱流エネルギー方程式を用いて導出した。また、慣性小領域を決定するために必要な最大等方渦スケールの定義や、以後の考察に必要な Kolmogorov の普遍平衡理論とそれに関連して、既に提案されている代表的な乱流モデルについての概説をするとともに、本研究で提案する瞬間非等方テンソルと非等方テンソルスペクトルに関する説明を与えた。

第3章

大規模乱流場の実現

3.1 緒言

野外実験などの大規模乱流場中で計測することに比べ、風洞実験を行うことの利点として、良好な再現性、高精度な計測、パラメータを変化させることの容易さ、経済性などが挙げられる。本研究に様に乱流理論に関する基本的な性質を得るために用いられる平均速度勾配のない一様準等方性乱流を風洞中に発生させる装置として、丸棒や角材などを格子状に組んだ乱流格子が用いられてきた。乱流格子を初めて用いたのはSimmons & Salter(1934)である。この様な単純な乱流格子という乱流発生器を測定胴上流に設置するだけで、比較的手軽に一様準等方性乱流場を実現することができるといった長所を持っている反面、本手法によって得られる乱れ強度 u'/U は1~3%と小さく、乱流場中のエネルギーの尺度を与えるインテグラルスケールも通常、格子間隔以下と小さいため、この手法では大規模な乱流場を得ることができない。乱流場の規模を決定するために多用される乱流レイノルズ数($R_\lambda = u_c \lambda_g / \nu$)は、一般的な規模の風洞中では、最大でも $R_\lambda \sim 100$ 程度と小さく、“乱流とは慣性力の大きい現象である”という本質的な定義を考えると、格子乱流場に乱流本来の資質が十分に備わっているかどうかということは疑問の余地がない。

これまでに、乱流レイノルズ数の大きい乱流場を実現する試みとして、超大型風洞(Gangel et al., 1989, Saddoughi & Veeravalli, 1994)や大型加圧風洞(Kistler & Vrebalovich, 1966)、噴流格子(Gad-el-Hak & Corrsin, 1974, Tassa & Kamotani, 1975)、多数の噴流によって乱れを誘起する手法(Betchov, 1957)や水流や気流中で単振動する攪拌翼を用いた装置(Ling & Wan, 1972, 佐藤と斎藤, 1974)などがある。

Makita & Miyamoto(1983) は動的な乱流発生装置を開発し、実験室規模の風洞中に乱流レイノルズ数の大きい ($R_\lambda \sim 400$) 大規模一様性乱流場を実現することに成功した。本装置の特徴は、多数の小さな攪拌翼をランダムに振動させることにより最初からランダム、かつ、低周波変動を含んだ乱れを3次元的に流れ場に与えることにより、渦スケールと乱れ強度が共に大きく、かつ、優れた一様性、定常性を兼ね備えた乱流場を実現した。

本研究では、この乱流発生装置にて形成された乱流場を用いて、乱流場の統計的性質を明らかにすることを試みる。本章では、まず、実験装置、計測系、実験条件の説明をした後、本乱流場の基本的特性について述べる。

3.2 実験装置及び実験方法

3.2.1 風洞

本研究で使用した風洞(蒔田・佐々・岩崎・飯田,1987a)の概略図を、図3.1に示す。また、その基本性能を表3.1に示す。本風洞は全長約16m、幅0.7m、高さ0.7m、長さ6mの測定胴を有する吹き出し型風洞である。境界層の発達による圧力勾配の悪影響を防ぐために、測定胴の側面を等価円直径に直して4/1000の割合で広げてある。本風洞は、縮流胴や、測定胴などの各セクションを容易に分離することができ、その組み合わせによって様々な風洞実験が行える多目的風洞である。

低乱れ化や低騒音化を目的として、送風機のファンとその壁面との隙間を小さくすることなど送風機の改良、拡散胴および整流胴壁面の平滑化、拡散胴および整流胴に組み込んだ金属網の交換、防振ゴムの敷設、モータ周辺の消音加工などの改良を行っており、その結果、表3.1に見られるような極めて良好な特性を有する低乱風洞となっている。

本研究では、この風洞の縮流胴と測定胴の間に次節で説明する乱流発生装置を組み込むことにより、測定胴中に強い乱れと大きな渦スケールを有する大規模な一様準等方性乱流場を形成し、その中で乱流諸量の計測に関する実験を行った。

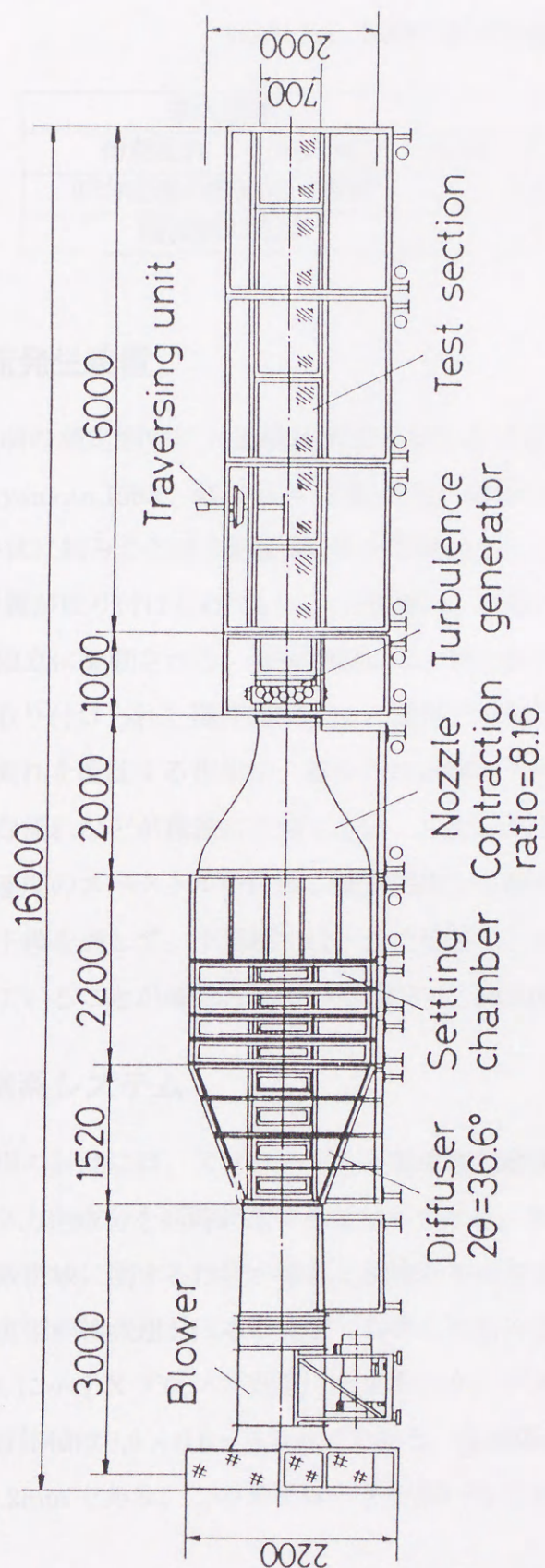


図3.1 風洞全景 (unit:mm)

Table 3.1: 風洞の基本性能

最大風速	22m/s
初期乱れ (10m/s時)	0.06%以下 (0.01Hz ~)
平均流速の断面内一様性	0.25%以内
縮流胴の比率	1:8.16

3.2.2 乱流発生装置

上述した風洞の測定胴中に大規模乱流場を発生させるために使用された乱流発生装置 (Makita & Miyamoto, 1983, 蒔田・佐々・岩崎・飯田, 1987a) を図 3.2 に示す。本装置には、縦横 15 段の格子状に組み合わせた回転軸 (格子間隔 46.7mm) があり、この回転軸に一本あたり 16 枚の矩形翼が取り付けられている。回転軸は、外壁に敷設されたステッピングモータによって各々独立に駆動される。駆動回路には、図 3.2(c) に示すデジタル回路を使用している。各軸に取り付けられた攪拌翼は 2rps の速度で回転し、ランダムに反転することにより、攪拌翼が流れを攪乱する作用や、翼からの剥離流や回転軸の後流、攪拌翼同士の間隙からの噴流的な流れなどが複雑に干渉し合い、3 次元的な強い乱れが誘起されるだけでなく、その変動速度のスペクトル中には、発生初期から種々の周波数をもつ変動成分が存在し、それらの干渉を通して、下流域では十分に発達し、かつ、自己相似的な大規模乱流場が生み出されていることが確認されている (図 3.6、図 3.9)。

3.2.3 計測系システム

大規模乱流場の計測には、Xプローブと定温度型熱線流速計を使用した。本システムにより速度場の 2 方向成分を同時計測することができる。本研究では、SN 比や、出力特性の直線性、周波数帯域に関する性能が優れた流速計を必要としており、そのために本研究で使用した定温度型熱線流速計は本研究室で自作したものである。その性能を表 3.2 に示す。

また、図 3.3 に示す Xプローブ先端には 2 本のタングステン線 (線径 $2.5\mu\text{m}$) が張られており、その検査体積は $0.6 \times 0.6 \times 0.2\text{mm}^3$ である。乱流場の最小渦とされる Kolmogorov スケールは $\eta \approx 0.2\text{mm}$ であり、この Xプローブを用いることにより乱流場の微細構造の特性

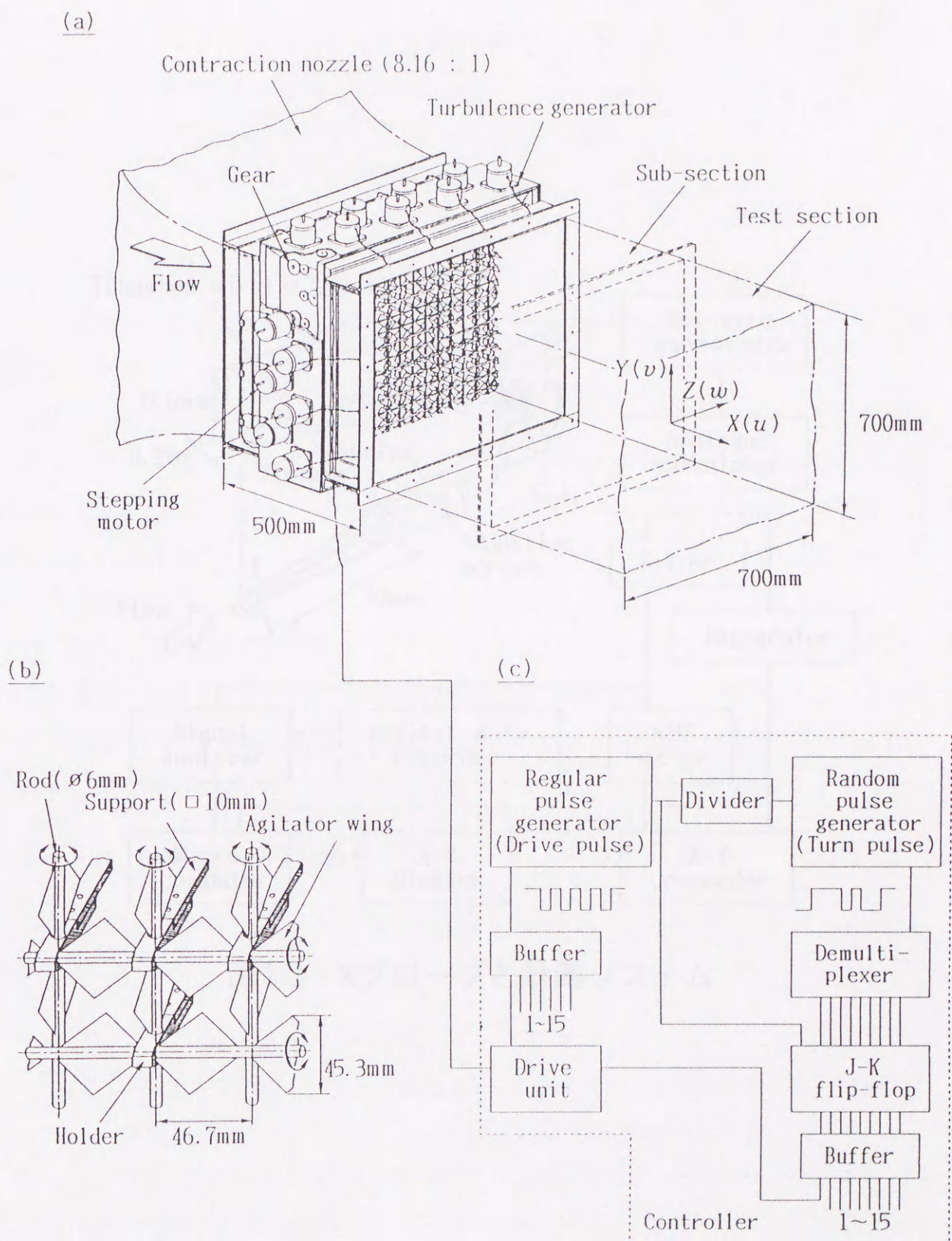


図3.2 乱流発生装置

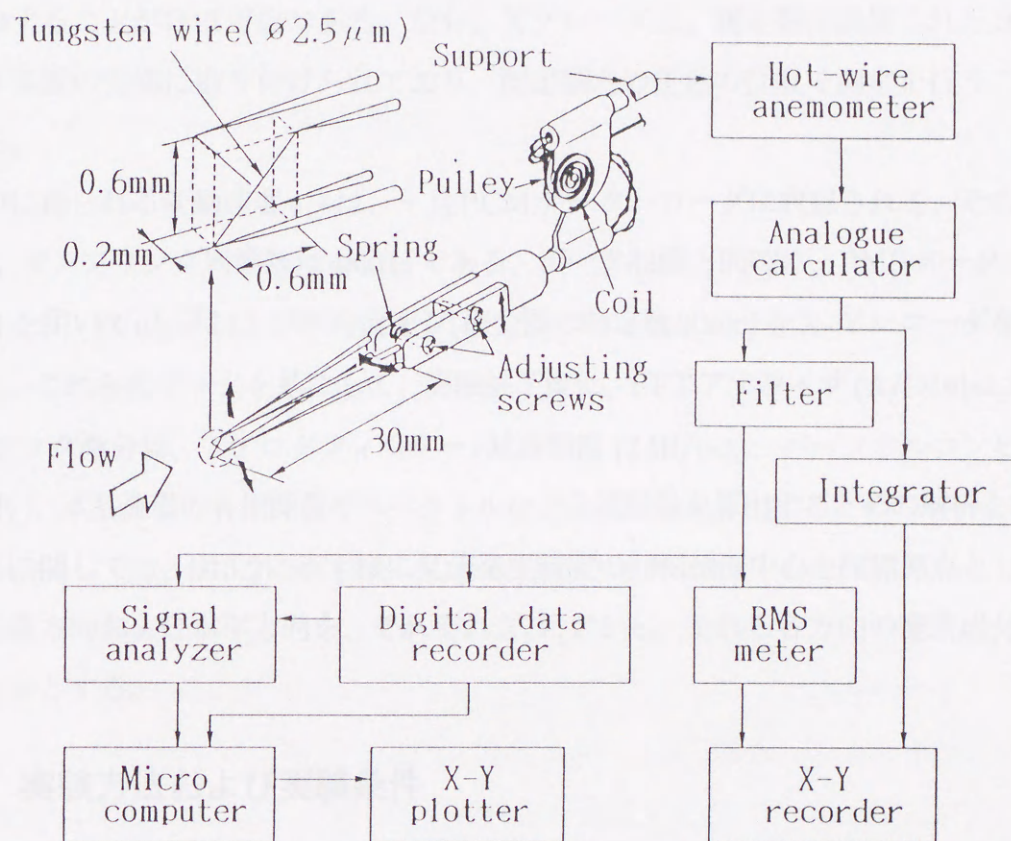


図3.3 Xプローブと計測システム

Table 3.2: 定温度型熱線流速計の性能

S/N比	-72dB
周波数特性	DC ~ 20kHz までフラット
AC フィルターの遮断周波数	0.01Hz

まで検知することがほぼ可能である。なお、Xプローブは、測定胴に設置された3次元トラバース装置の先端に取り付けられており、測定胴内の任意の位置で測定を行うことが可能である。

実験中に得られる変動速度 u, v は、一旦PCMデータレコーダに収録される。その分解能は16bit、サンプリング周波数は48kHzである。データ収録と同時に、RMSメーター(時定数30sec)を用いて $\overline{u^2}, \overline{v^2}$ および平均流速 U (積分器の時定数30sec) をX-Yレコーダを用いて記録した。これらのデータを基にして、実験終了後に、FFTアナライザ(A/D16bit, 32bit演算)、アナログ微分器、アナログフィルター(減衰傾度12dB/oct)、パーソナルコンピュータなどを用い、本乱流場の各相関量やスペクトルなど乱流諸量を算出するための解析を行った。

座標系に関しては、図3.2に示す様に乱流発生装置の回転軸面中心を座標原点とし、主流方向、鉛直方向および水平方向を、それぞれ X, Y, Z とし、それら各方向の速度成分をそれぞれ u, v, w とする。

3.2.4 実験方法および実験条件

本研究では、実験データの精度や実験の再現性を向上することを目的として、以下の手順に従って計測系の較正および計測を行った。

1. Xプローブの調整と角度特性の検定

まず、顕微鏡を用いてXプローブ先端に張ってあるタングステン線の角度や検査体積などを厳密に調整する、その後、較正用風洞中で角度特性を検定した。すなわち、プローブに任意の傾斜を与えることができる角度設定装置に、調整を行ったXプローブを取り付ける。まず、各々のタングステン線を主流に対して正対させ、熱線流速計の出力特性の較正を行い、その直線性を確認した後に、平均流速5m/sで、Xプローブ

を主流方向に対して ± 60 度の範囲で傾け、各角度 θ の時の熱線出力 $V_e(\theta)$ を測定した。この関係は、次式の様に仮定することができる (Bruun, 1975)。

$$V_e(\theta) = V_e(0) (\cos^2\theta + \kappa^2 \sin^2\theta)^{1/2} \quad (3.1)$$

ここで、 κ が熱線に沿った流れによる冷却の割合を表しており、角度特性の検定結果から最小2乗法を用いて、 κ を決定した。また、主流方向に対してタングステン線が直角となるときの熱線流速計の出力が最大になることを利用して、Xプローブを較正している2本のタングステン線が正確に直交しているということも確認している。

2. 熱線流速計の較正

このようにあらかじめ厳密に検定したXプローブを、図3.1に示した風洞のトラバース装置先端に取り付けた。Xプローブの向きを主流と同じ方向に正確に向けるために、角度特性の検定時と同様に、風洞測定部中でもXプローブを傾け、各タングステン線の出力が最大になる角度、すわち、主流に対してXプローブが正対している位置において熱線流速計の較正(流速と熱線流速計の出力の直線性は $\pm 0.05\%$ 以内)を再度行い、Xプローブの着装時におけるプローブの傾きなどを取り除いた。さらに、円柱(直径6mm)を挿入し、その後流の乱れ強度分布や乱流せん断応力分布を測定し、それらの分布が対称的であるかということから、Xプローブの傾きや各タングステン線の出力特性のばらつきなどを確認した。これにより、少なくとも、2次のモーメントまでは極めて精度良く計測していることが保証される。

なお、較正時には乱流発生装置を静止させ、各攪拌翼を流れと水平にし、主流の乱れを最小限に抑えると同時に、乱れが十分に小さい状態で熱線流速計の較正が行えるように、測定胴最下流の断面中心において較正を行った。

3. 実験

実験は、表3.3に示すように平均流速 U を1~7m/sまで変化させ、7種類の乱流場を実現した。計測点は、主流方向距離 $X/M = 10 \sim 120$ の断面中心の23点とした。

乱流発生装置を用いて実現した乱流場と比較するために、同一の格子間隔(46.7mm)を有する乱流格子を用いた実験も行った。その時の平均流速 U は5m/s($Re_\lambda = 25$)とし

Table 3.3: 実験条件

U [m/s]	1	1.5	2	3	4	5	7
R_λ	80	115	147	201	259	299	393

た。以後、乱流発生装置による乱流場を本乱流場、乱流格子による乱流場を格子乱流場と呼ぶ。

なお、以後の解析は、主流方向距離 $X/M = 100$ での乱流レイノルズ数 $R_\lambda = 80 \sim 393$ をパラメータに行う。なお、乱流レイノルズ数 R_λ は次式で定義され、乱流場の規模を表わすパラメータである。

$$R_\lambda = \frac{u_C \lambda_g}{\nu} \quad (3.2)$$

ここで、 u_C は以下の式で定義される特性速度、 λ_g は横方向のマイクロスケール、 ν は動粘性係数である。

$$u_C = \sqrt{\frac{q^2}{3}} \quad (3.3)$$

3.2.5 熱線に生じる誤差の補正

一般的に熱線流速計は周波数応答性が良好であり、プローブの検査体積も比較的によく、乱流中の流速変動の計測に適した計測法である。熱線の温度分布について2次元性が十分に保証されるなど理想的な条件下では、熱線から奪われた熱は素線に対して法線方向の流れによるものであると考えられるが、乱流中では実際には素線に沿った速度成分もあり、これによっても熱線は冷却される。その結果、特に乱れが大きい場合、実際の流速よりも計測値が大きくなってしまふことがある。本研究では、長野・田川(1988)の方法を用いて、これらの誤差を補正している。

長野・田川によると、真値 U, u', v' と計測値 $e_U, e_{u'}, e_{v'}$ との関係は以下のように表わされる。すなわち、

$$E_U = S_u U (1 + \delta_U)^{1/2}$$

$$\begin{aligned}
E_{u'} &= S_u u' (1 + \delta_u)^{1/2} \\
E_{v'} &= S_v v' (1 + \delta_v)^{1/2}
\end{aligned} \tag{3.4}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
\delta_U &= u' \left(a^2 S_{v^2} / S_u + b^2 S_{w^2} / S_u \right) \\
\delta_u &= 2u' \left[a^2 S_{uv^2} / S_u + b^2 S_{uw^2} / S_u + a^4 (S_{v^2} / S_u)^2 + b^4 (S_{w^2} / S_u)^2 \right] \\
\delta_v &= 2u' \left(3a^2 S_{v^3} / S_v + b^2 S_{vw^2} / S_u \right)
\end{aligned} \tag{3.5}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
a &= v' / u' \\
b &= w' / u'
\end{aligned} \tag{3.6}$$

である。また、式(3.4),(3.5)中の S_u, S_v などはそれぞれ u, v などに関する感度係数であり、次の様に示される。

$$\begin{aligned}
S_u &= (\kappa^2 + 1) \sin(\pi/4) \\
S_v &= -(\kappa^2 + 1)^{-1/2} (1 - \kappa^2) \cos(\pi/4) \\
S_{v^2} &= k^2 / \{ 2 (\kappa^2 + 1) \sin^3(\pi/4) \} \\
S_{w^2} &= \{ 1 + k^2 \cot^2(\pi/4) \} / \{ 2 (\kappa^2 + 1) \sin(\pi/4) \} \\
S_{v^3} &= -S_u S_{v^2} / S_u \\
S_{uv^2} &= -S_{v^2} \\
S_{uw^2} &= -S_{w^2} \\
S_{vw^2} &= S_v (1 - 3S_u S_{w^2}) / S_u^2
\end{aligned} \tag{3.7}$$

なお、式(3.4)は、 $\delta_U, \delta_u, \delta_v$ の中に真値が含まれており、陽的な解法ができないので、本研究では最初に実験値を参照して a, b を適当に仮定し、繰り返し計算によって平均流速および変動速度のRMS値の補正を行った。

図3.4に、計測値と真値の比 E_w/u' と乱れ強度 u'/U の関係を示す。誤差は乱れ強度の増加とともに増えており、 u'/U が20%以上のときには1%以上の誤差が生じることがわかる。

3.2.6 Taylorの凍結仮説による誤差の補正

本研究で得られる乱流エネルギー $q^2(=u^2+v^2+w^2)$ は流れ方向に減衰する。その乱流エネルギーの散逸率は乱流エネルギーの時間変化率として次式の様に表わされる。すなわち、

$$\epsilon = -\frac{1}{2} \frac{dq^2}{dt} \quad (3.8)$$

しかし、一般的に ϵ を求める時には、Taylorの凍結仮説(Taylor, 1938)を用いて、時間微分を距離の微分に直して、散逸率を計算している。また、本研究などで行っている熱線流速計による計測では、ある計測点での変動速度の時間変化を計測しており、そこから得られるエネルギースペクトルは周波数に関するもの $E_{1,2}(f)$ である。これを波数に対するスペクトル $E_{1,2}(k)$ に変換する時にも、Taylorの凍結仮説を用いている。それによる誤差は乱れ強度が大きくなるとともに増加する。そのため本乱流場の散逸率やエネルギースペクトル分布を正確に求めるためには、その補正を考える必要がある。

凍結仮説は、乱流運動は平均流速にのって移動していると仮定することにより、以下の式を用いて時間と距離の変換を行っている。すなわち、

$$t = \frac{1}{U} x \quad (3.9)$$

$$\frac{d}{dt} = U \frac{d}{dx} \quad (3.10)$$

ただし、上述したようにこの凍結仮説は、速度変動が平均流に比べて小さい時のみに成立する仮説である。

Lin(1953)は凍結仮説の成立条件として、以下の式を与えている。

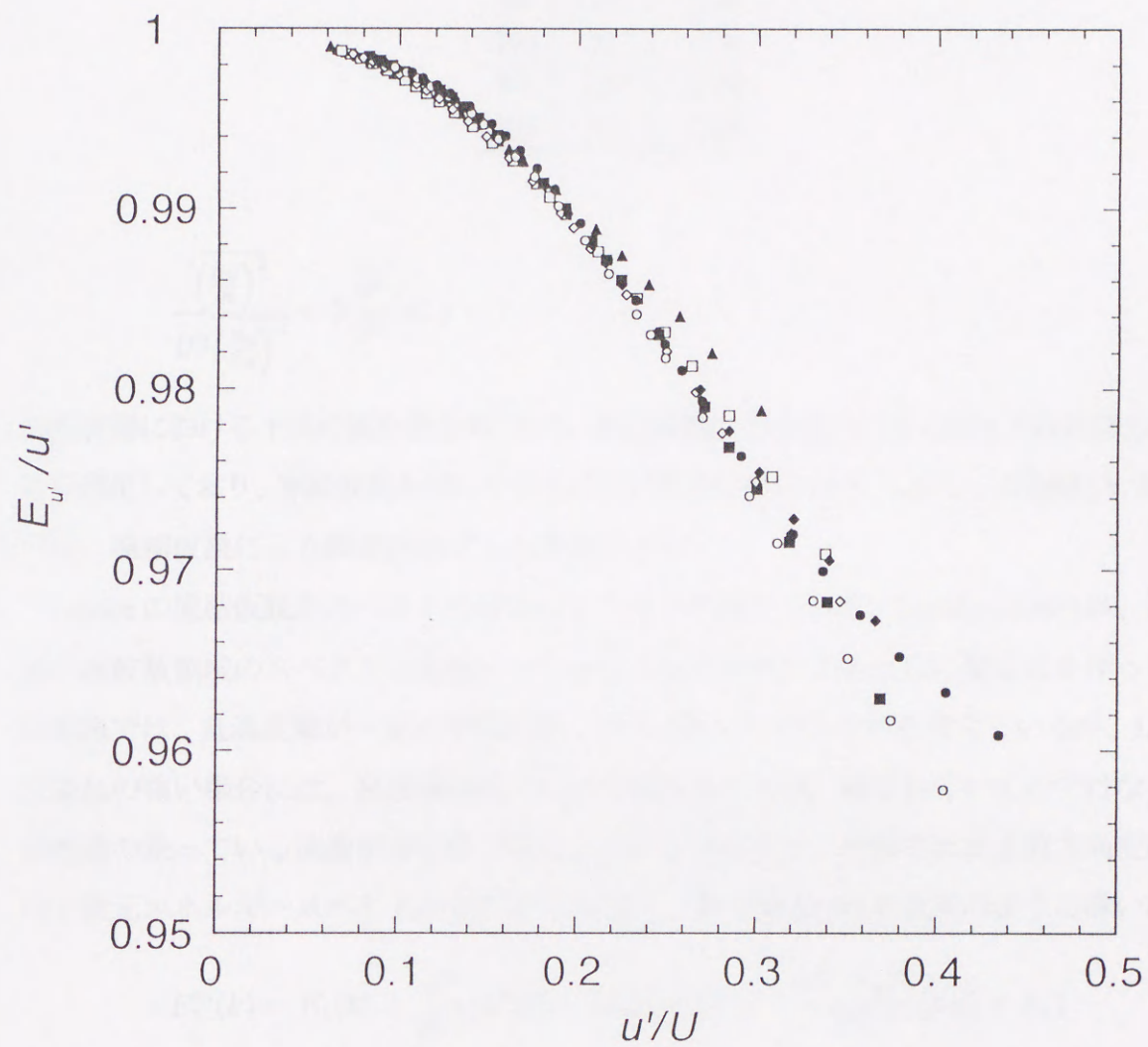


図3.4 熱線に生じる誤差と乱れ強度の関係

●: $R_{\lambda}=393$, ○: 299, ◆: 259, ◇: 201, ■: 147, □: 115, ▲: 80

Table 3.4: 凍結仮説に関する Lin の条件

R_λ	X/M	$5\overline{u^2}/U^2$
80	10	0.45
393	10	0.88
80	120	0.02
393	120	0.05

$$\frac{\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2}}{U^2 \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2}} = 5 \frac{\overline{u^2}}{U^2} \ll 1 \quad (3.11)$$

本乱流場における上式の値を表3.4に示す。本乱流場は下流側 ($X/M=120$) ではほぼ Lin の条件を満足しており、凍結仮説を用いてもそれほど誤差は生じない。しかし、上流側 ($X/M=10$) では、凍結仮説による誤差は必ずしも無視できない。

Taylor の凍結仮説がスペクトル分布にもたらす誤差について、Lumley(1965) は、凍結仮説が高波数領域のスペクトル分布に生じさせる誤差を補正するために補正式を作った。凍結仮説では、乱流変動が一定の平均流速にのって動いているものと考えているが、Lumley は乱れの強い場合には、乱流構造は一定の平均流速で下流へ流されていくのではなく、乱流構造の乗っている流速が非定常で変化していると考えて、計測された主流方向変動速度の1次元エネルギースペクトル $E_1^m(k)$ に対して、真の値 $E_1(k)$ を次式のように導いた。

$$E_1^m(k) = E_1(k) + \frac{u'^2}{2U^2}(k^2 E_1'' + 4k E_1' + 2E_1) - \frac{v'^2 + w'^2}{U^2}(k E_1' + E_1) \quad (3.12)$$

次に、Champagne(1978) は、上式(3.12)を境界条件

$$\lim_{k \rightarrow \infty} E_1(k) = \lim_{k \rightarrow \infty} E_1'(k) = 0 \quad (3.13)$$

のもとで $(1 - b/a)^2 - 4/a < 0$ の時、以下のように解いた。なお、本乱流に関しては、この条件は満たされている。

$$\begin{aligned}
 E(z) = & \left[\left(1 - \frac{b}{a} \right)^2 - \frac{4}{a} \right]^{-\frac{1}{2}} 2a^{-1} \\
 & \int_{z_0}^z E_1^m(\xi) \exp \left[\frac{1}{2} \left(\frac{b}{a} - 3 \right) (z - \xi) \right] \\
 & \times \sin \left[\left[\left(1 - \frac{b}{a} \right)^2 - \frac{4}{a} \right]^{1/2} \frac{1}{2} (z - \xi) \right] d\xi
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
 z &= \ln k \\
 a &= u'^2 / (2U^2) \\
 b &= (v'^2 + w'^2) / U^2 \\
 z_0 &= \ln(3/\eta)
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

本研究では、この手法によってスペクトル分布の補正を試みたが、慣性小領域の勾配に関してその影響がほとんどおよんでいないことを確認した。また、Champagne(1978)によると、散逸率に関して真値 ϵ' と計測値 ϵ_m との関係は以下の様に表わされる。すなわち、

$$\epsilon_m = \epsilon' \left[1 + \frac{u'^2}{U^2} + 2 \frac{v'^2 + w'^2}{U^2} \right] \tag{3.16}$$

実験にて得られる流速は距離 x の関数、すなわち、平均流速 $U(x)$ と変動速度のRMS値 $u'(x)$ 、 $v'(x)$ であるが、本研究では、Champagneの補正式(3.16)によって得た真の散逸率を用いて、これらの量を時間の関数 $U(Ut)$ 、 $u'(Ut)$ 、 $v'(Ut)$ に変換した。以下に、 $U(Ut)$ 、 $u'(Ut)$ 、 $v'(Ut)$ への変換方法を示す。

1. Taylorの凍結仮説(式(3.10))を仮定し、次式を用いて、1次元エネルギースペクトルから散逸率 ϵ_m を求める。

$$\epsilon_m = 3\nu \int_0^{1/\eta} k^2 E_1(k) dk + 6\nu \int_0^{1/\eta} k^2 E_2(k) dk \quad (3.17)$$

2. 式(3.16)を用いて、 ϵ_m から ϵ を求める。図3.5に、誤差 ϵ_m/ϵ と乱れ強度 u'/U の関係を示す。乱れ強度 u'/U が大きくなれば、乱流構造が平均流速に乗って動いていると仮定できなくなり、凍結仮説による誤差は u'/U の増加に伴い大きくなっている。また、この誤差の方が熱線に生じる誤差(図3.5)よりも大きく、 u'/U が20%以上では、散逸率に10%もの誤差が生じている。

3. 表3.4にみられるように、最下流($X/M = 120$)では、凍結仮説による誤差は極めて小さいと考えられるので、ここで、以下の式を仮定する。

$$q^2(Ut_i) = q^2(x_i) \quad \text{at } X/M = 120 \quad (3.18)$$

$q^2(Ut_i)$ はある計測位置 i での乱流エネルギーの時間変化を、 $q^2(x_i)$ は乱流エネルギーの流れ方向変化を表わしている。散逸率 ϵ は単位時間あたりに消散される乱流エネルギー量であるから、 ϵ を用いてある計測点 i での乱流エネルギー $q^2(Ut_i)$ から、その一つ前の計測点($i-1$)での乱流エネルギー $q^2(Ut_{i-1})$ を、次式の様に算出できる。

$$q^2(Ut_{i-1}) = q^2(Ut_i) - 2\epsilon \frac{x_i - x_{i-1}}{U} \quad (3.19)$$

4. 上記3から $q(tU)$ が得られたので、これと $q(x)$ の比率から、変動速度成分のRMS値の時間変化 $u'(Ut)$ 、 $v'(Ut)$ を以下のように算出する。

$$u'(Ut) = \frac{q(Ut)}{q(x)} u'(x) \quad (3.20)$$

$$v'(Ut) = \frac{q(Ut)}{q(x)} v'(x) \quad (3.21)$$

上記の補正は必ずしも厳密なものではない。しかし、 ϵ'/ϵ_m にみられるように、補正の前後ではかなりの改善が図られていると考えてよい。

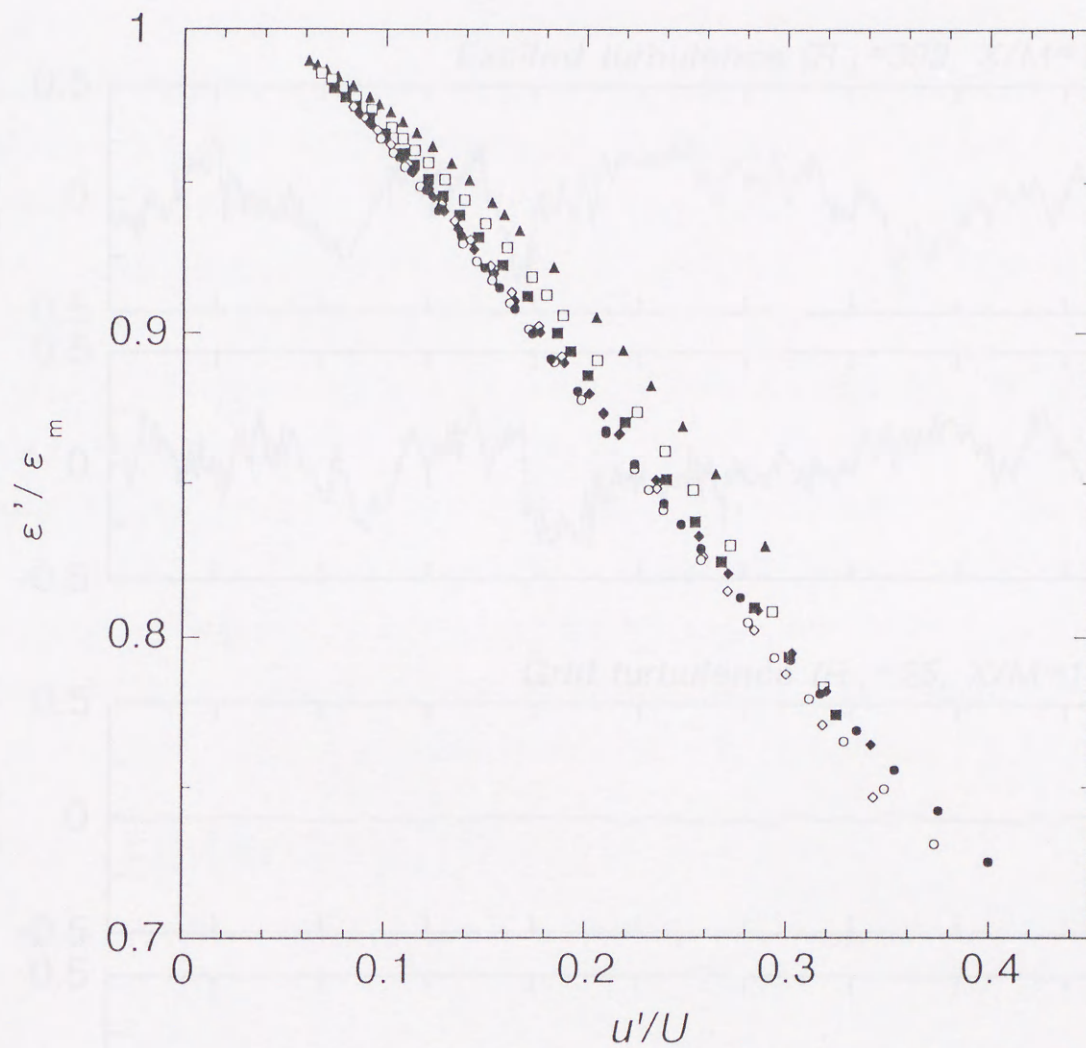


図3.5 凍結仮説のために散逸率に生じる誤差と
乱れ強度の関係

●: $R_\lambda = 393$, ○: 299, ◆: 259, ◇: 201, ■: 147, □: 115, ▲: 80

3.3 乱流場の基本的特性

3.3.1 瞬間波形と乱流強度

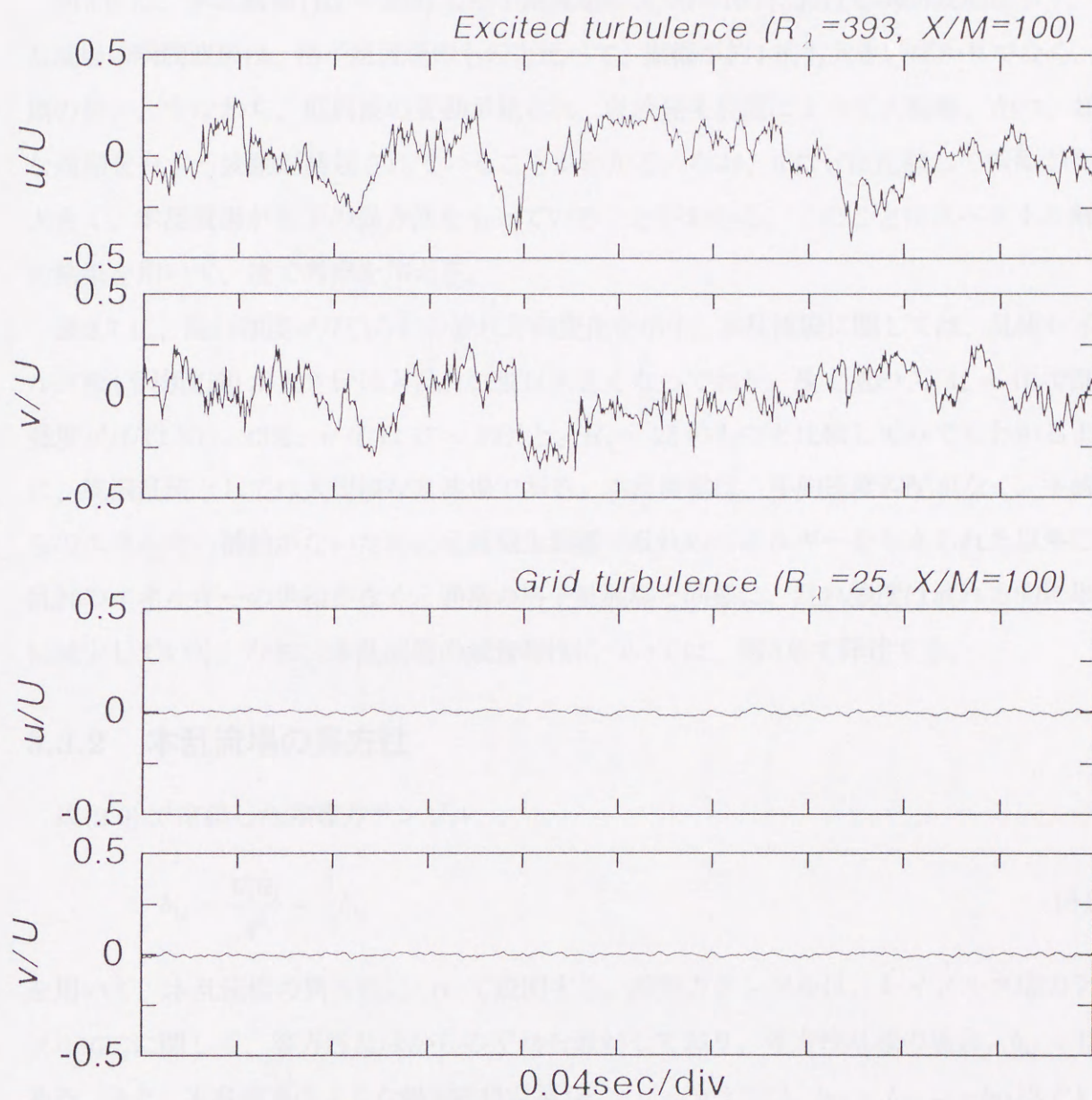


図3.6 変動速度成分の瞬間波形

3.3 乱流場の基本的特性

3.3.1 瞬間波形と乱れ強度

図3.6 に、本乱流場 ($R_\lambda = 393$) と格子乱流場の $X/M=100$ における瞬間波形を示す。本乱流場の瞬間波形は、格子乱流場のものと比べて、振幅が約1桁も大きいばかりでなく、周期の長い、すなわち、低周波の変動が見られ、乱流発生装置によって大振幅、かつ、様々な周期を有する変動が誘起されていることがわかる。なお、 u' は v' に比較して振幅がやや大きく、本乱流場が若干の異方性をもっていることがわかる。このことはスペクトル解析の結果を用いて、後で考察を加える。

図3.7 に、乱れ強度 $u'/U, v'/U$ の流れ方向変化を示す。本乱流場に関しては、乱流レイノルズ数(平均流速)が大きいほど乱れ強度は大きくなっており、最上流の $X/M = 10$ で乱れ強度 u'/U は $30 \sim 43\%$ 、 v'/U は $17 \sim 22\%$ と、 $R_\lambda = 25$ のものと比較してみてもわかるように、風洞乱流としては大規模な乱流場である。本乱流場は、平均速度勾配がなく、主流からのエネルギー補給がないために乱流発生装置で乱れのエネルギーを与えられた以外には乱れのエネルギーの供給がなく、通常格子乱流場と同様に、乱れ強度は流れ方向に単調に減少していく。なお、本乱流場の減衰特性については、第4章で詳述する。

3.3.2 本乱流場の異方性

式(2.9) で定義した非等方テンソル

$$b_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{q^2} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad (3.22)$$

を用いて、本乱流場の異方性について説明する。非等方テンソルは、レイノルズ応力テンソル $\overline{u_i u_j}$ に関して、等方性乱流からのずれを表わしており、等方性乱流の場合、 $b_{ij} = 0$ である。また、本乱流場のような軸対称性乱流 ($u' > v' = w'$) では、 $b_{22} = b_{33} = -b_{11}/2$ といった関係が成り立つ。

図3.8に、 b_{11} の流れ方向変化を示す。乱流を発生させた直後では、格子乱流場 ($R_\lambda = 25$) に比べて本乱流場は異方的であるが、下流にいくにつれて等方化しており、 $R_\lambda \gtrsim 150$ の場合、下流域では、格子乱流場と同程度の等方性が満足されている。また、下流域ではほと

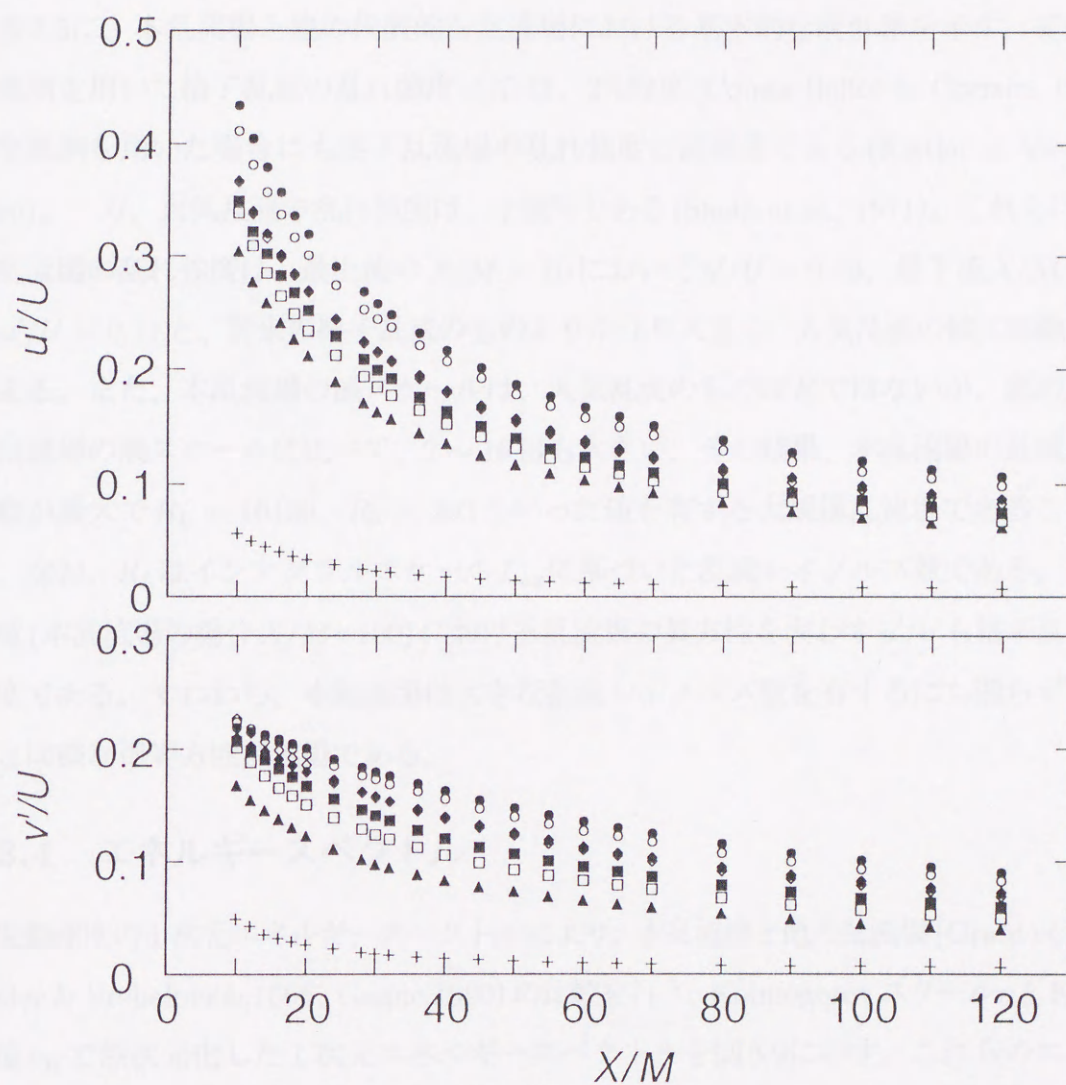


図3.7 乱れ強度の流れ方向変化

\bullet : $R_\lambda=393$, \circ :299, \blacklozenge :259, \diamond :201, \blacksquare :147,
 \square :115, \blacktriangle :80, \times :25

んど等方化は進行せず、若干の異方性が最下流まで残存している。

3.3.3 代表的な乱流諸統計量による比較

表3.5に、本乱流場と他の代表的な乱流場における基本的な統計量を示す。従来の通常の風洞を用いた格子乱流の乱れ強度 u'/U は、2%程度 (Comte-Bellot & Corrsin, 1966)、超大型風洞を用いた場合にも格子乱流場の乱れ強度と同程度である (Kistler & Vrebalovich, 1966)。一方、大気乱流の乱れ強度は、十数%である (Sheih et al., 1971)。これらに対して、本乱流場の乱れ強度は、最上流の $X/M = 10$ において $u'/U = 0.43$ 、最下流 $X/M = 120$ でも $u'/U = 0.11$ と、従来の格子乱流のものよりかなり大きく、大気乱流の値に匹敵するものである。また、本乱流場の渦スケールは、大気乱流のものほどではないが、他の実験室内の乱流場の渦スケールに比べて、2 ~ 16 倍も大きい。その結果、本乱流場の乱流レイノルズ数が最大で $R_L = 16130$ 、 $R_\lambda = 393$ といった値を有する大規模乱流場であることが分かる。なお、 R_L はインテグラルスケール L_{ux} に基づいた乱流レイノルズ数である。また、下流域 (本乱流場の場合 $X/M=100$) における乱流場の異方性を表わす u'/v' も格子乱流場と同程度である。すわわち、本乱流場は大きな乱流レイノルズ数を有するにも関わらず格子乱流場と同様な準等方性乱流場である。

3.3.4 エネルギースペクトル

変動速度の1次元エネルギースペクトルにより、本乱流場と他の乱流場 (Grant et al., 1962, Kister & Vrebalovich, 1966, Gagne, 1990) の比較を行う。Kolmogorov スケール η と Kolmogorov 速度 v_K で無次元化した1次元エネルギースペクトルを図3.9に示す。これらのエネルギースペクトルにおいて、本乱流場のエネルギー密度は、エネルギーを含む渦の存在するインテグラルスケール付近を中心として格子乱流のものより2桁程度もレベルが高く、乱流発生装置により、低波数領域、すなわち、大規模渦を中心に大きな乱流エネルギーが与えられたことがわかる。

図中においてスペクトル分布が $-5/3$ の勾配を有する領域が慣性小領域である。本乱流場の慣性小領域は、潮流や超大型風洞による乱流のものほどではないが、約2桁程度の波数にわたってみられる。本乱流場のスペクトル分布において慣性小領域の勾配は、厳密には、 $-5/3$ よ

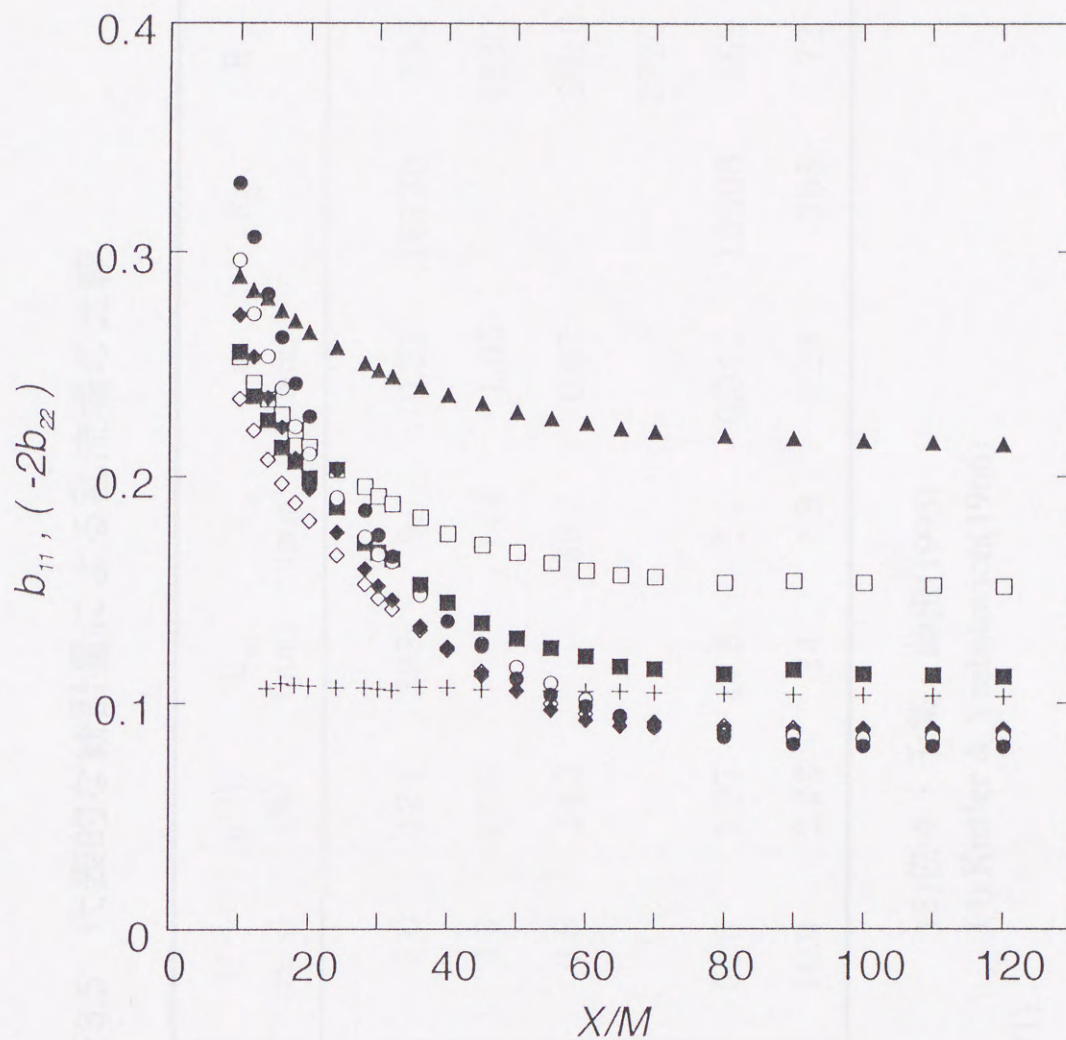


図3.8 非等方テンソルの流れ方向変化

●: $R_\lambda = 393$, ○: 299, ◆: 259, ◇: 201, ■: 147,
 □: 115, ▲: 80, ×: 25

表3.5 代表的な統計量による乱流場の比較

Experiment	U (m/s)	u'/U (%)	L_{ux} (mm)	λ_g (mm)	η (mm)	R_L	R_λ	u'/v'
Present work								
Excited turbulence	7.0	12.1	398	9.7	0.21	16130	393	1.19
Atmospheric turbulence ⁽¹⁾	4.3	12.0	-	144	1.05	-	4830	-
Atmospheric turbulence ⁽²⁾	2.5	24.3	-	59.2	0.67	-	2010	1.18
Huge wind tunnel ⁽³⁾	-	-	-	-	-	-	2720	-
Large pressurized wind tunnel ⁽⁴⁾	61.0	1.97	47.8	2.4	0.047	13300	669	1.23
Conventional grid turbulence ⁽⁵⁾	10.0	2.22	24	4.9	0.29	355	72	1.0

(1) Sheih el al.(1971)

(3) Gagne, Hopfinger & Frish(1990)

(5) Comte-Bellot & Corrsin(1966,1971)

(2)佐々・千葉・蒔田(1995)

(4) Kistler & Vrebalovich(1966)

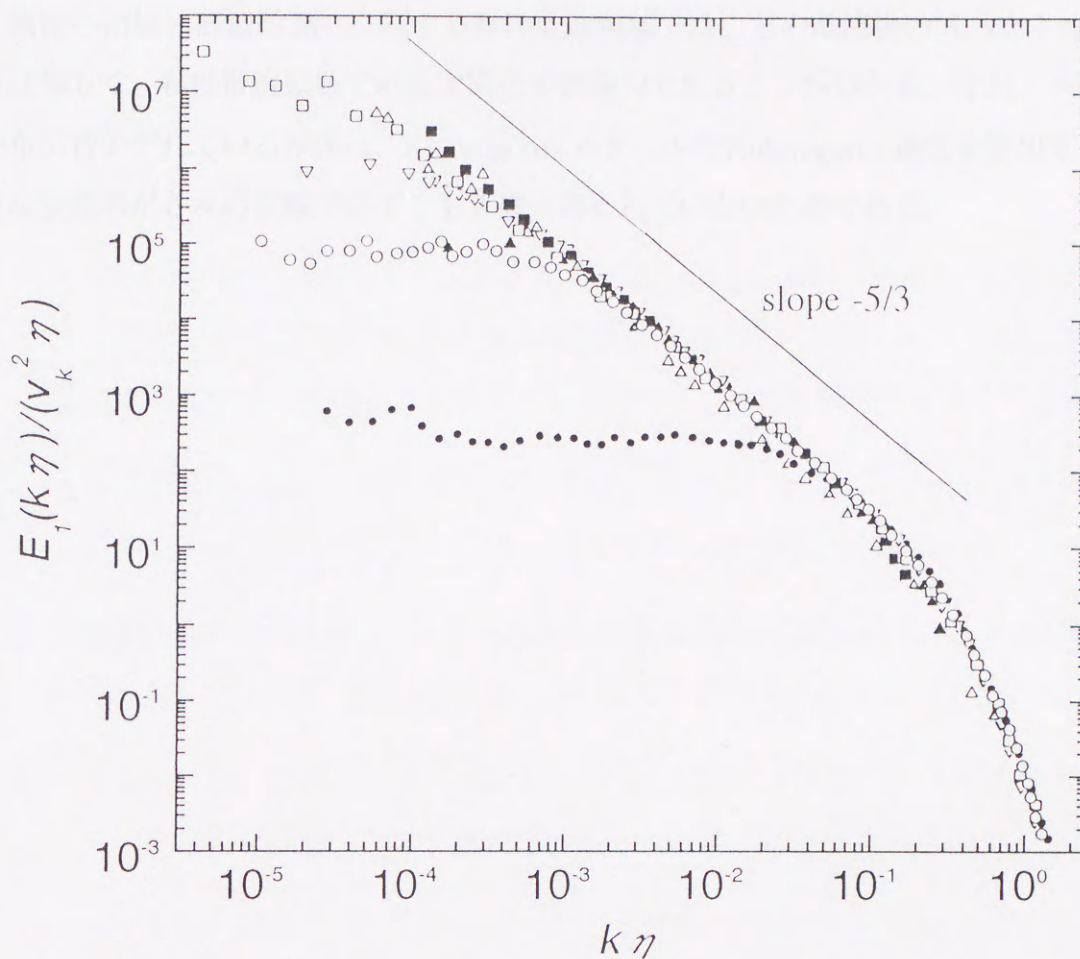


図3.9 1次元エネルギースペクトルによる乱流場の比較

Present work; ○: $R_\lambda = 393$, Excited turbulence

●: $R_\lambda = 25$, Grid turbulence

△: Tidal channel (Grant et al., 1962)

□: $R_\lambda = 2020$, Atmospheric turbulence (佐々ら, 1995)

▽: $R_\lambda = 1500$, Boundary layer in a large wind tunnel

(Saddoughi & Veeravalli, 1994)

■: $R_\lambda = 2720$, Turbulence in a huge wind tunnel

(Gagne et al., 1990)

▲: $R_\lambda = 669$, Turbulence in a large pressurized wind tunnel

(Kistler & Vrebalovich, 1966)

りも緩い。慣性小領域の勾配に関して、直接数値計算にて得られた She et al.(1993), Jiménez et al.(1993), 山本(1995) 等のスペクトル分布の勾配がやはり $-5/3$ よりも緩いことが指摘されている。

慣性小領域の高波数側に位置する粘性散逸領域では、どの乱流場のスペクトル分布も、ほぼ等しく、粘性散逸領域での乱流構造が普遍的であることがわかる。なお、スペクトル分布が若干ずれている原因は、Kolmogorov スケールや Kolmogorov 速度を算出する際に必要な散逸率が各々の実験で必ずしも正確に得られていないためである。

3.4 結言

本章では、本研究に使用する実験装置(風洞、乱流発生装置)および実験方法について説明し、乱流発生装置によって形成された乱流場の基本的な特性を示した。また、熱線流速計の較正法や出力誤差の補正法、凍結仮説による誤差の補正法などについて記述した。その結果、本乱流場は、実験室規模の乱流場としては、乱れ強度や渦スケールが大きい大規模乱流場であり、以下のような特徴を有している。

1. 平均流速を1 ~ 7m/sまで変化させて、 $R_\lambda = 80 \sim 393$ の範囲で7種類の乱流レイノルズ数を有する一様軸対称準等方性乱流場を風洞中に実現した。これにより、乱流構造を測定するための各パラメータの乱流レイノルズ数依存性を得ることができる。
2. 本乱流場は、流れ方向距離 $X/M = 100$ において、最大 $u'/U > 12\%$ の乱れ強度と、 $L_{ux} \doteq 400\text{mm}$ のインテグラルスケールを有する大規模乱流場である。
3. 変動速度のエネルギースペクトル中に明確な慣性小領域が存在し、その領域は約2桁にもおよび、本乱流場は自然界に存在する乱流場に匹敵するものである。
4. 下流域において本乱流場の u'/v' は1.19と、格子乱流場のものと同程度であることから、本乱流場は通常の格子乱流場と同程度の準等方性乱流場である。
5. 本乱流場の様に乱れ強度の大きい場合、熱線流速計を用いた計測において上流側で最大約4%の誤差が生じ、これらを補正した。
6. 凍結仮説を仮定することにより、本乱流場では散逸率に関して最大約28%の誤差が生じるが、本研究ではスペクトル分布、散逸率、乱れ強度の時間変化についてこれらの誤差を補正した。

第4章

乱流エネルギーの減衰特性

4.1 緒言

一様性乱流では、平均速度勾配がないため乱流場にエネルギー生成の機構を持たず、乱流を発生させる装置以外にはエネルギーの供給源がないので、乱流場の持つ乱れのエネルギーは下流に向って単調に減衰することが知られている(Comte-Bellot & Corrsin, 1966)。この減衰特性を調べることは、風洞乱流の主な特性の中でも、拡散作用と共に最も基本的かつ重要な特徴とされる。また、散逸のメカニズムを明らかにする上でも重要である。前章でも述べたように、これまでに格子乱流などを用いて等方性乱流の減衰特性に関する研究が数多く行われてきた(Taylor, 1935、Dryden, 1941、Comte-Bellot & Corrsin, 1966, 1971、Uberoi & Wallis, 1967、Mohamed & LaRue, 1990)。その結果、乱流エネルギーは装置からの距離(発生時からの時間)のべき乗に比例して減衰することがわかった。これを減衰のべき乗則と呼ぶ。しかし、現在までに行われてきた研究では、乱流場の乱流レイノルズ数が小さく、後述するようにスペクトル上で乱流場の本質的構造とされる慣性小領域が発達せず、異方性を有する低波数領域が平衡領域中の粘性散逸領域で行われる散逸機構に直接的に干渉を及ぼすといった本質的な問題のみならず、仮想原点の明確な決定法がないこと、装置近傍での乱流場が完全に発達していない領域を決定し、発生装置の個性が残存する領域の情報を除かなければならないことなど、解析を行う上で種々の問題点がある。

本章では、まず、乱流エネルギー q^2 とLumley & Newman(1977)が定義した非等方テンソルの不変量 II を用いることにより、乱流エネルギーと等方度の関係を調べることにより、本乱流場の減衰過程は等方化が先行する領域と、その後の減衰が支配的になる領域からな

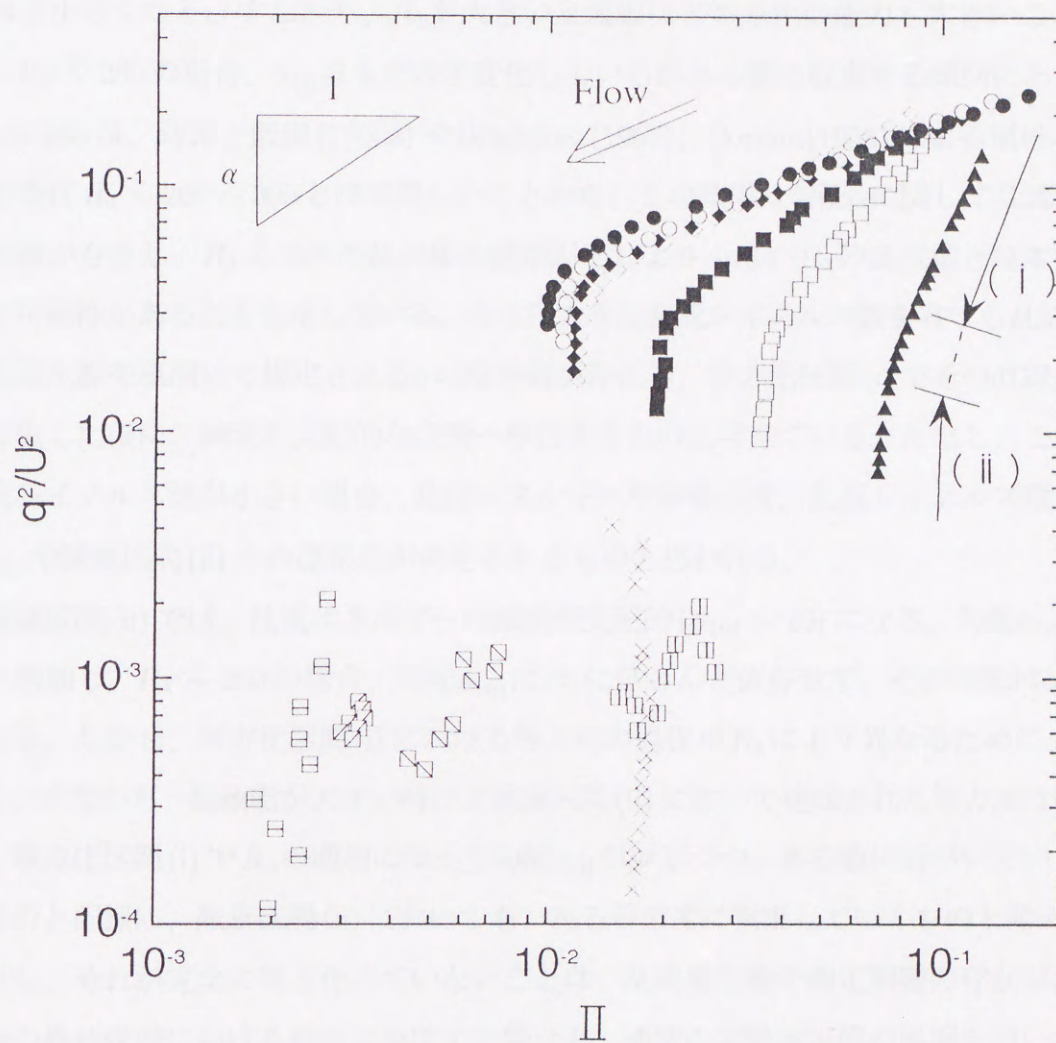
Table 4.1: 遷移領域と勾配 α

R_λ	80	115	147	201	259	299	393
$X/M_{Transition}$	38	43	48	53	58	58	58
	\backslash	\backslash	\backslash	\backslash	\backslash	\backslash	\backslash
	63	63	75	75	75	75	85
$\left[\frac{T_L}{(T_0)_{X/M=0}} \right]_{Transition}$	3.79	5.48	5.40	5.45	6.45	5.62	5.18
	\backslash	\backslash	\backslash	\backslash	\backslash	\backslash	\backslash
	5.65	7.48	7.79	7.14	7.94	6.89	7.01
$\alpha_{(i)}$	3.65	1.99	1.20	0.90	0.73	0.71	0.60
$\alpha_{(ii)}$	13.33	17.14	20.69	21.82	22.22	22.32	22.64

り、かつ、その境界が明確に決定されることを明らかにする。さらに、本乱流場に関する実験データを他の研究者のデータと比較することを通して、第2章で提案した等方化を考慮した減衰法則の妥当性を調べるとともに、十分に大きい乱流レイノルズ数を有する等方性乱流場 ($R_\lambda \rightarrow \infty$) における減衰率を推定する。

4.2 等方化の過程

図4.1 に、非等方テンソルの不変量 II (式(2.10)) と平均流速 U で無次元化された乱流エネルギー q^2/U^2 の関係を示す。なお、過去の格子乱流の結果も同図に示した。図の右上が大きな異方性と乱流エネルギーを有する上流側に、左下が下流側に対応する。これらの軌跡の勾配は式(2.13) で示した勾配 α に相当する。勾配 α が小さい ($T_L > T_R$) 場合には等方化が、逆に、大きい ($T_L < T_R$) 場合には減衰が支配的であることを意味する。本乱流場には、比較的に緩い勾配と急な勾配で直線的に変化している二つの領域が存在する。ここで、勾配の緩やかな領域を等方化区間 (i)、急な領域を減衰区間 (ii)、また、等方化区間 (i) から減衰区間 (ii) へ移行する領域を遷移区間と呼ぶ。各乱流レイノルズ数 R_λ において等方化区間 (i) と減衰区間 (ii) での勾配 $\alpha_{(i)}$ 、 $\alpha_{(ii)}$ はほぼ一定 (表 4.1) である。遷移区間での勾配 α は変化するが、その前後で勾配が一定になる時を区間 (i)、(ii) との境界とした。表 4.1 に遷移区間に相当する流れ方向距離を示す。

図4.1 乱流エネルギーと不変量 Π の関係

本実験結果; ●: $R_\lambda = 393$, ○: 299, ◆: 259,

◇: 201, ■: 147, □: 115, ▲: 80, ×: 25

□: Comte-Bellot & Corrsin(1966),

▤: Van Atta & Chen(1968),

▥: Gad-el-Hak & Corrsin(1974),

▧: Kistler & Vrebalovich(1966)

乱流発生直後の等方化区間 (i) では、乱流エネルギー q^2 と不変量 II は共に大きく、乱流場は下流に向かってエネルギーを減衰しつつも等方化を先行させている。乱流発生直後の異方度は R_λ によってあまり大差はないが、表 4.1 に示す様に、勾配 $\alpha_{(i)}$ は R_λ が大きくなるほど小さくなる。すなわち、 R_λ が大きい乱流場ほど等方化の能力も大きいことがわかる。 $R_\lambda \gtrsim 260$ の場合、 $\alpha_{(i)}$ はまだ若干変化しているがある値に収束する傾向にある。この $R_\lambda \sim 260$ は、蒔田と飯田 (1990a) や Bradshaw (1967)、Corrsin (1958) による慣性小領域の存在条件 $R_\lambda \gtrsim 200 \sim 300$ とほぼ等しいことから、この結果は勾配 α に関して乱流場固有の限界値が存在し、 $R_\lambda \gtrsim 260$ の乱流場の構造がそれより小さい R_λ の乱流場とは本質的に異なる可能性があることを示している。さらに大きな乱流レイノルズ数を有する乱流場では、乱流発生源や風洞にて規定される α の限界値が存在し、等方化区間 (i) でその直線に沿って等方化した後に、減衰が支配的な段階へ移行するものと考えている。ただし、これよりも乱流レイノルズ数が小さい場合、乱流エネルギーや非等方度、乱流レイノルズ数などにより $\alpha_{(i)}$ や減衰区間 (ii) への遷移点が決定されるものと思われる。

減衰区間 (ii) では、乱流エネルギーの減衰が支配的 ($\alpha_{(ii)} > 13$) になる。勾配 $\alpha_{(ii)}$ は R_λ と共に増加し、 $R_\lambda \gtrsim 260$ の場合、勾配 $\alpha_{(ii)}$ は R_λ にほとんど依存せず、その勾配は $\alpha_{(ii)} \sim 22$ となる。しかし、等方化区間 (i) における等方化の過程が R_λ により異なるために、 R_λ が大きく、すなわち、拡散能が大きい時ほど減衰区間 (ii) において達成された等方度は小さくなる。等方化区間 (i) で R_λ の増加に伴って勾配 $\alpha_{(i)}$ が少しずつ、ある値に近づいていく傾向があるのと同様に、減衰区間 (ii) においても、ある等方度に収束していくものと考えられる。ただし、それが完全に等方化していないことは、乱流発生源や測定胴壁の存在が乱流場の減衰の最終段階における特性に及ぼす影響など、通常の実験室規模の風洞を用いた実験であることによる制約が、そこにあることを示している。

蒔田と飯田 (1990b) は、乱流発生源の影響を受けた渦が、その個性を失って、自己相似的な渦へと変化するための条件として次式を示した。なお、これはスペクトル上で個性を持ったエネルギーを含む大規模渦から 2~3 世代の渦は等方的であるとした上述の説明と等価な概念である。

$$T_L / (T_0)_{X/M=0} \gtrsim 2^2 \sim 2^3 \quad (4.1)$$

ここで、 $(T_0)_{X/M=0}$ は装置直下流($X/M=0$)におけるエネルギーを含む渦の特性時間($T_0 = \ell_0/u_C$)である。本乱流場では、 T_0 は流れ方向に対して1次関数的に増加するので(蒔田・飯田,1990b)、これより $(T_0)_{X/M=0}$ の値を推定した。 $T_L/(T_0)_{X/M=0}$ の値も流れ方向に増加するが(蒔田・飯田,1990b)、表4.1に各 R_λ における遷移区間での値を示す。どの R_λ の乱流場も、遷移区間付近で自己相似的構造を達成している。しかし、等方化を伴った乱流場の減衰は、粘性散逸だけでなく等方化の影響も配慮しなければならない。式(2.13)の関係から T_L と T_R を関係づけることで、蒔田と飯田の研究と同様の議論をすることはできるが、それには、勾配 α もしくは不変量 II を R_λ の関数として表わすことが必要であり、等方化を伴った乱流場での平衡状態に関するより詳細な議論については今後の課題である。

一般に、格子乱流の場合、乱流エネルギーが小さいため、等方化の能力も小さいが、発生直後から不変量 II も小さいものが多く、流れ方向全域にわたり減衰がほとんど支配的な減衰区間(ii)しか存在していない。従って、一般的には格子乱流場は単純な減衰過程の場であるとみなされがちである。しかし、格子乱流場は、いわゆる、構造的な強いカルマン渦の干渉によって発生するものであり、格子の幾何学的形状の違いなどによる個性を発生直後から失っているとは必ずしも言えないことや(蒔田・飯田,1990a)、慣性小領域の狭さから考えても乱流場の自己相似性が満足されていないことなど、必ずしも減衰率を決定するための乱流場として良好な資質を有していないことに留意しなければならない。本研究での格子乱流場($R_\lambda = 25$)の不変量 II と $R_\lambda \gtrsim 200$ の乱流場の減衰区間(ii)での不変量 II はほぼ等しいことから、 R_λ が十分に大きな乱流場が自己相似的構造を有するようになると通常の格子乱流場と同程度の等方度を持つようになることがわかる。

4.3 減衰と等方化の特性時間および非等方テンソルの時間変化

減衰の特性時間 T_L (式(2.11))、等方化の特性時間 T_R (式(2.12))および非等方テンソル b_{ij} (式(2.9))の時間変化を、図4.2、図4.3、図4.4に示す。これらの特性量は、各区間において式(2.15)~(2.17)で仮定された様に時間のべき乗で表わされることが図4.2~4.4からわかる。なお、横軸は次に述べる方法で決定した仮想原点からの時間である。一般に、仮想原

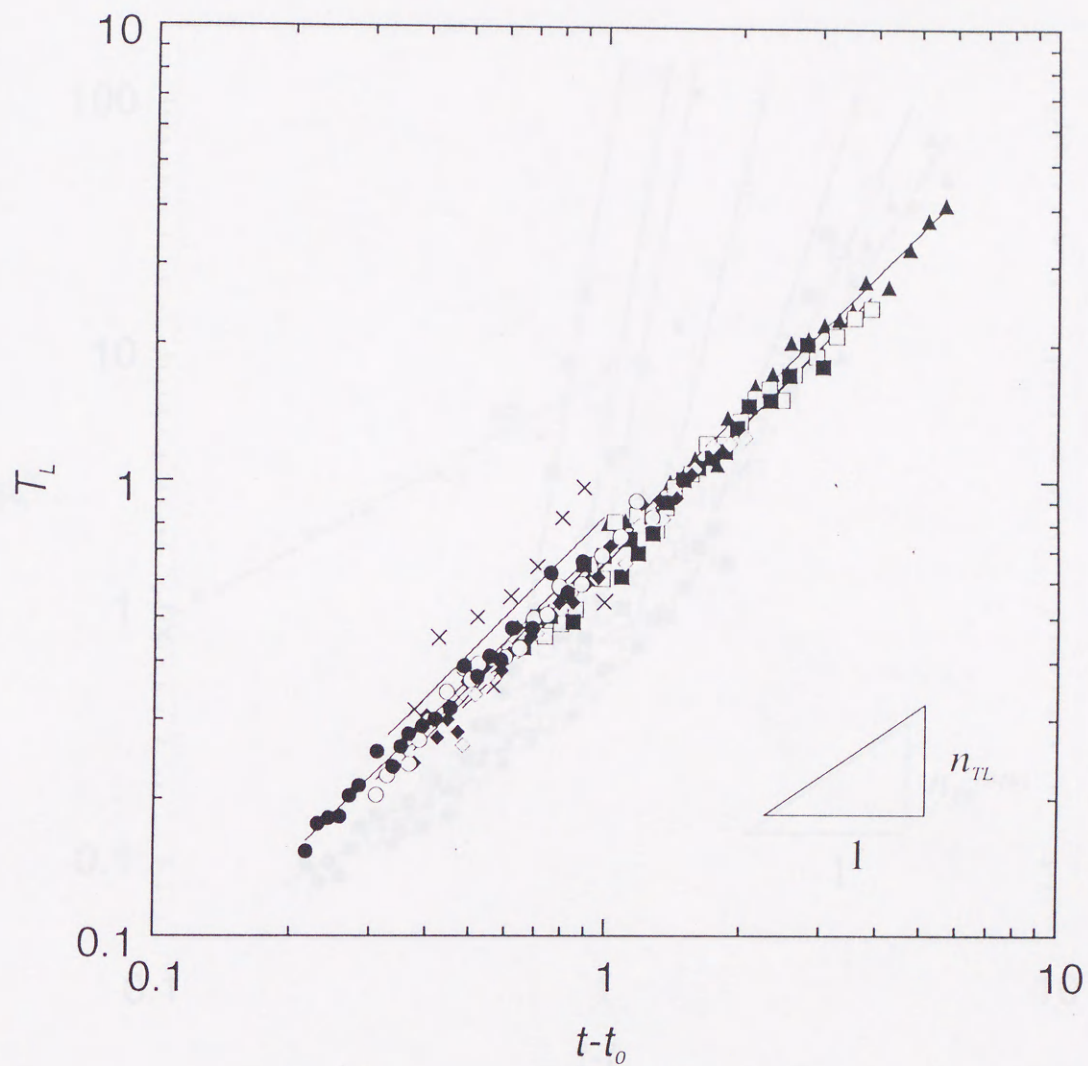


図4.2 減衰の特性時間の時間変化

●: $R_\lambda=393$, ○: 299, ◆: 259, ◇: 201, ■: 147,
 □: 115, ▲: 80, ×: 25

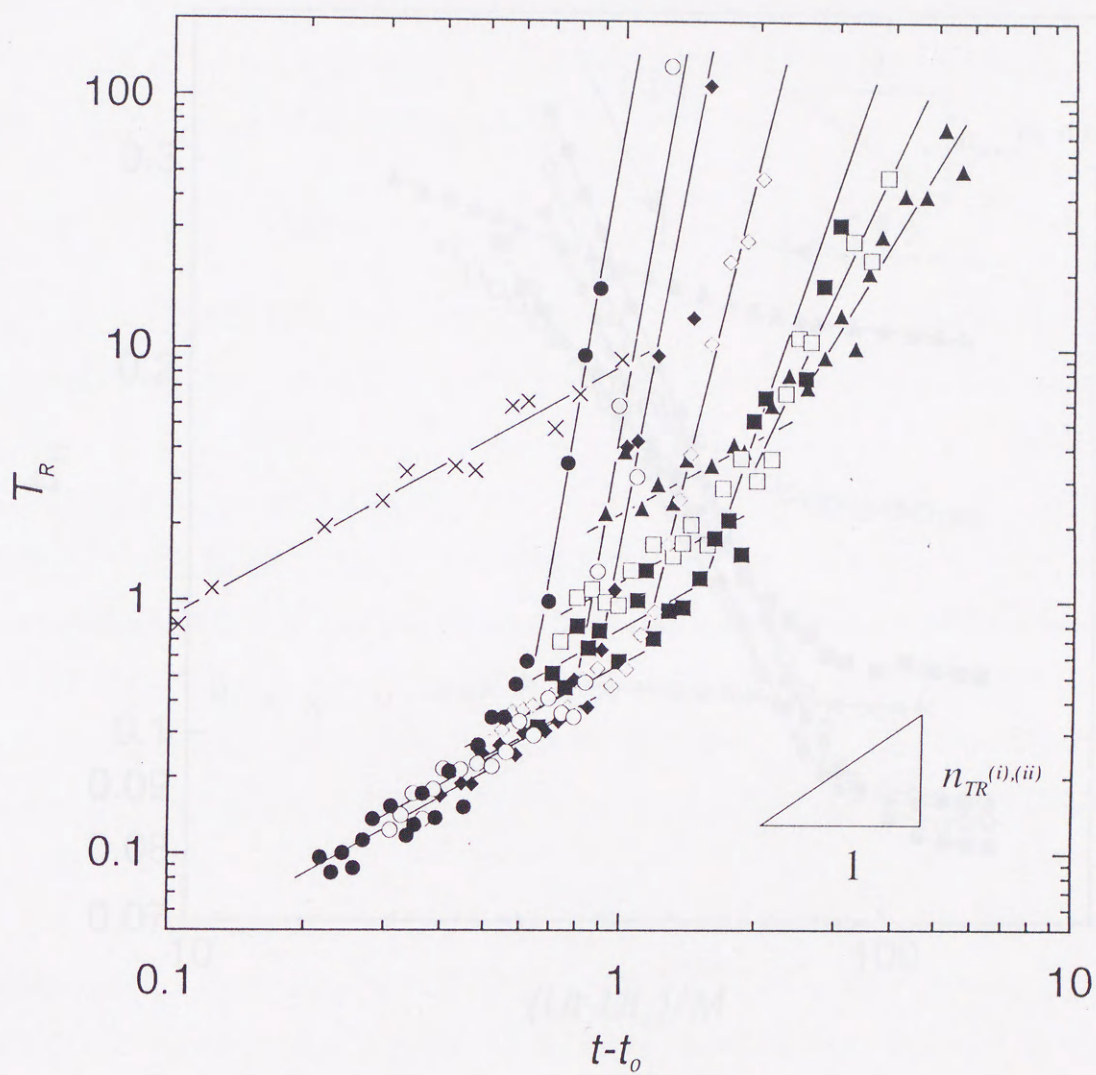


図4.3 等方化の特性時間の時間変化

●: $R_\lambda=393$, ○:299, ◆:259, ◇:201, ■:147,
 □:115, ▲:80, ×:25

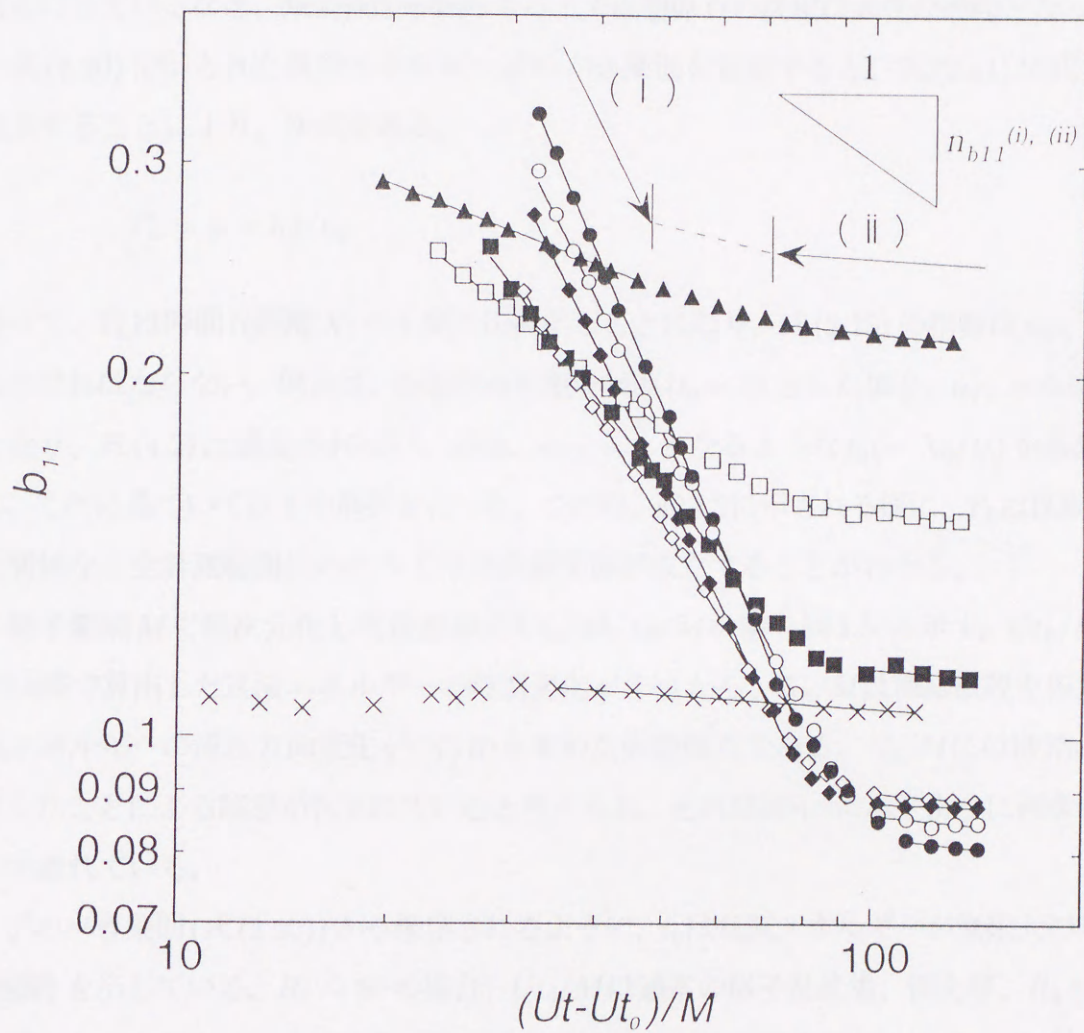


図4.4 非等方テンソルの時間変化

●: $R_\lambda=393$, ○:299, ◆:259, ◇:201, ■:147, □:115, ▲:80, ×:25

点は、 u'^2 や v'^2 などにべき乗則をあてはめるとき、実験的に求められてきた。そのため、例えば、 $R_\lambda=669$ という大きな乱流レイノルズ数を有する格子乱流場を実現している Kistler & Vrebalovich(1966)においても、減衰率を $n_u = 1, n_v = 1$ と仮定した上で、減衰特性の解析を行っているなど、減衰特性を解析する上で仮想原点の決定は大きな問題となっている。

式(2.20)で示された乱流エネルギー q^2 のべき乗則を仮定すると、式(2.11)に式(2.20)を代入することにより、次式を得る。

$$T_L = (t - t_0)/n_q \quad (4.2)$$

従って、 T_L は時間 t (距離 X)の1乗に比例することになり、式(2.15)の指数は $n_{TL} = 1$ とならなければならない。例えば、仮想原点を攪拌軸面($t_0 = 0$)とした場合、 $n_{TL} = 0.64 \sim 0.80$ となり、式(4.2)は満足されない。以後、 $n_{TL} = 1$ となるような $t_0 (= X_0/U)$ を仮想原点とし、これに基づいて以下の解析を行った。この時、図4.2に示される様に、 T_L は区間(i)、(ii)に関係なく全計測範囲にわたってほぼ直線関係が成立することがわかる。

格子間隔 M で無次元化した仮想原点 $Ut_0/M, X_0/M$ の値を図4.5に示す。 Ut_0/M は、第3.2.6節で算出した乱流エネルギーの時間変化 $q^2(Ut)$ から、 X_0/M は凍結仮説を仮定して乱流エネルギーの流れ方向変化 $q^2(X)$ から求めた仮想原点である。 X_0/M には凍結仮説を仮定したことによる誤差が含まれていると考えられ、それは図4.5に示すように両者の違いとして表れている。

q^2 のべき乗則(式(2.20))から推察されるように、 t_0 は乱流エネルギーが無限大の時の時間(距離)を示している。 $R_\lambda \gtrsim 80$ の場合、 Ut_0/M は通常の格子乱流場、例えば、 $R_\lambda = 25$ の乱流場のものと異なり、乱流発生源より上流側($Ut_0/M < 0$)にあり、しかも、 R_λ が大きいほど上流側に移行している。慣性小領域が十分に発達している $R_\lambda \gtrsim 200$ の場合、 Ut_0/M はほぼ-22.5の一定値になる。格子乱流場では乱流場が発達するまでに時間(距離)がかかるのに対し、本乱流場は乱流発生装置で強制的にランダムな強い乱れを流れ場に与えているので、このような結果になったものと考えている。

図4.3に示す等方化の特性時間の勾配 n_{TR} は、 T_L の場合と異なり、区間(i)と(ii)で明確に違っている。しかし、各区間での T_R の変化には、直線関係が成立する。

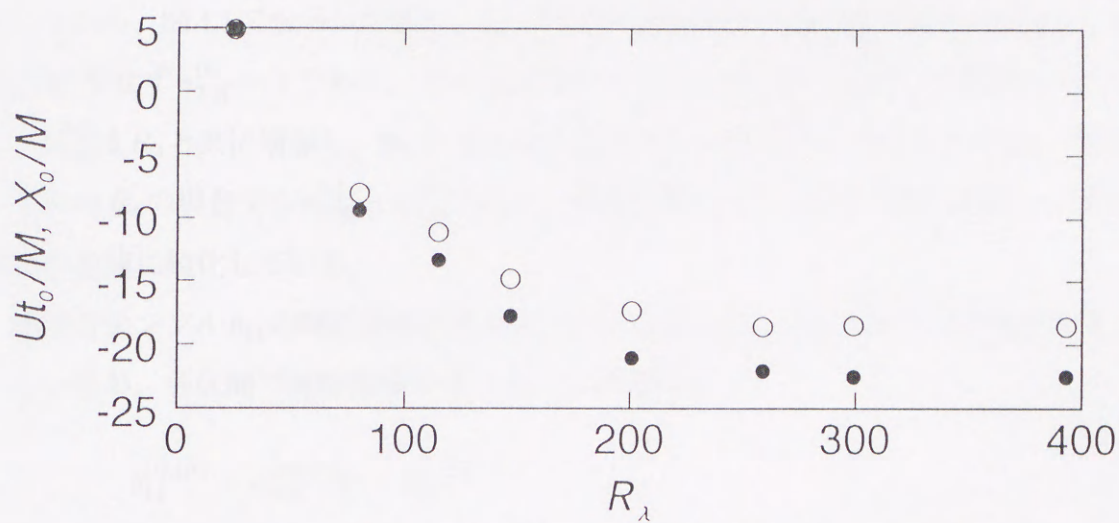


図4.5 仮想原点の乱流レイノルズ数依存性

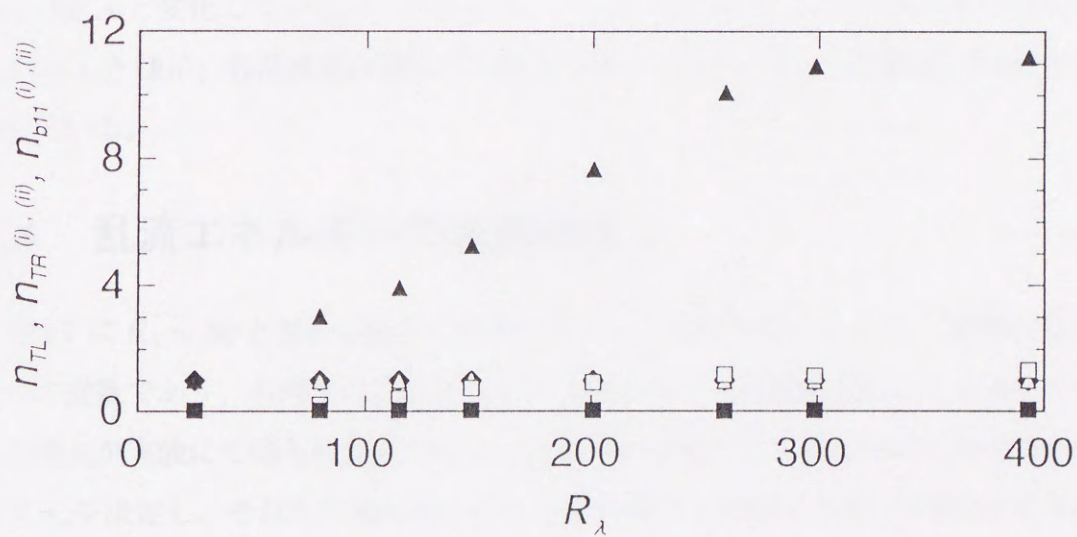
●: U_{t0}/M , ○: X_0/M 

図4.6 べき指数の乱流レイノルズ数依存性

◆: n_{TL} , △: $n_{TR^{(i)}}$, ▲: $n_{TR^{(iii)}}$, □: $n_{b11^{(i)}}$, ■: $n_{b11^{(iii)}}$

$$T_R^{(i),(ii)} = C_{TR}^{(i),(ii)} (t - t_0)^{n_{TR}^{(i),(ii)}} \quad (4.3)$$

図から求めた指数 $n_{TR}^{(i),(ii)}$ の値を図 4.6 に示す。等方化区間 (i) では R_λ が大きいほど T_R が小さいことから、図 4.1 でも示した様に、 R_λ が大きい乱流場ほど等方化の能力が大きい。 $n_{TR}^{(i)}$ は R_λ に依存せず $n_{TR}^{(i)} \sim 1$ であり、どの R_λ においても T_R は時間に比例して増加している。一方、 $n_{TR}^{(ii)}$ は R_λ と共に増加し、 $R_\lambda \gtrsim 260$ で $n_{TR}^{(ii)}$ はほぼ一定 ($n_{TR}^{(ii)} \sim 10.64$) になる。すなわち、いずれの R_λ の場合でも $n_{TR}^{(i)} < n_{TR}^{(ii)}$ であり、減衰区間 (ii) での T_R は急激に増加し、等方化の傾向が急速に鈍化している。

非等方テンソル b_{11} の時間変化を図 4.3 に示す。区間 (i) と (ii) で図中の勾配が大きく変化しているが、各区間で直線関係が成り立つ。すなわち、

$$b_{11}^{(i),(ii)} = C_{b11}^{(i),(ii)} (t - t_0)^{-n_{b11}^{(i),(ii)}} \quad (4.4)$$

図 4.3 より求めた指数 $n_{b11}^{(i)}$ と $n_{b11}^{(ii)}$ を図 4.6 に示す。 $R_\lambda \gtrsim 260$ の場合、 $n_{b11}^{(i)}$ は R_λ の増加と共に大きくなる。これは、 R_λ の増加が乱流場の等方化を急激に増大させることを示している。一方、 $n_{b11}^{(ii)}$ は全ての R_λ に対して極めて小さな値 ($n_{b11}^{(ii)} = 0.023 \sim 0.060$) を持ち、 b_{11} は流れ方向にほとんど変化していない。すなわち、ここでは渦形状の変化はほとんど進行せず、図 4.1 に示した様に、各乱流場は異なった構造を持つものの、各々の渦構造がほぼ平衡状態に達している。

4.4 乱流エネルギーの減衰特性

図 4.7 に $R_\lambda = 80$ と 393 の場合の乱流エネルギーの時間変化を示す。縦軸は乱流エネルギーの逆数であり、本図では上方に向かってエネルギーが減衰することを表している。図中の黒丸が実験にて得られた q^2 である。流れ方向全域の q^2 を式 (2.20) にあてはめて最適な C_q と n_q を決定し、それらの値を用いたものを点線で、同様な方法で区間 (ii) のみの q^2 から決定したものを実線で示す。 $R_\lambda = 393$ の場合、 q^2 の流れ方向変化は全区間にわたり点線と直線が一致しているが、 $R_\lambda = 80$ の場合、実線と点線の勾配はわずかに異なっている。これは、低乱流レイノルズ数時における異方性の影響とも考えられるが、計測上の誤差や、再分配項に Rotta のモデルを用いたこと、凍結仮説を適用したことによる誤差なども原因と

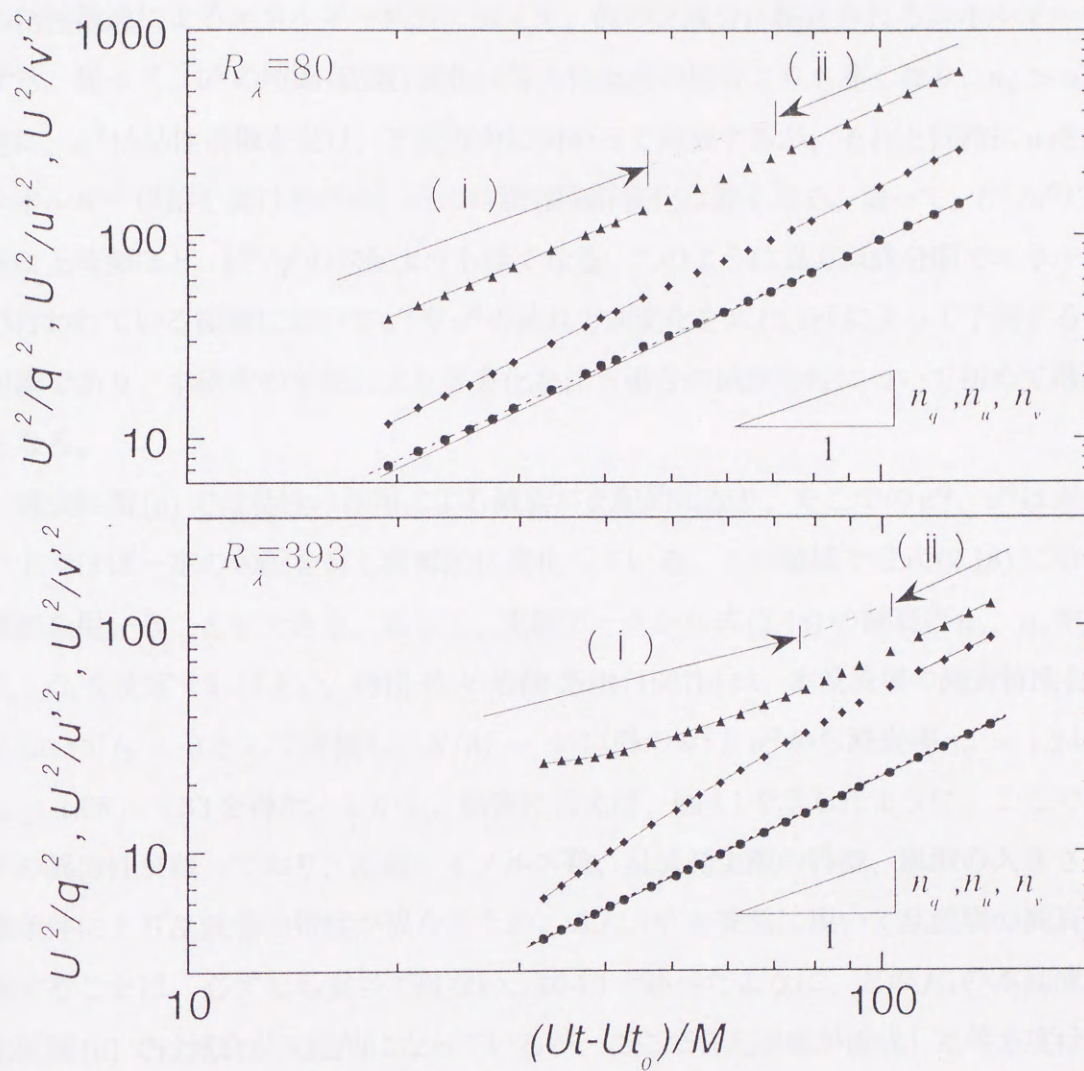


図4.7 乱流エネルギーの減衰

U^2/q^2 ; ●:experiment, --- :eq.(2.20) in region (i) & (ii)

— :eq.(2.20) in region (ii)

U^2/u'^2 ; ◆:experiment, — :eq.(2.22)

U^2/v'^2 ; ▲:experiment, — :eq.(2.22)

して挙げられる。

区間(i)における等方化の過程で、他成分よりも大きなエネルギーを有する u 成分から、小さなエネルギーレベルの v 、 w 成分へエネルギー輸送が行われる。そのため、 u'^2 は自己の粘性散逸によるエネルギー減衰に加えて、他の2成分に輸送されるエネルギー分も減少する。従って、 u'^2 の時間(距離)変化は等方性乱流の場合よりも速くなり、 $n_u > n_q$ となる。逆に、 v'^2 は粘性消散を受け、下流方向に向かって減衰するが、それと同時に u 成分からのエネルギー供給を受けるため、 v'^2 の時間(距離)変化は遅くなる。従って、 U^2/v'^2 の勾配は、特に上流側ほど、 U^2/q^2 の勾配よりも緩くなる。このように異方向成分間でエネルギー輸送が行われている領域において u'^2 や v'^2 の流れ方向変化を式(2.18)によって予測することは不可能であり、本研究の手法により等方化を伴う場合の減衰特性について初めて議論が可能となる。

減衰区間(ii)では粘性の作用による減衰が支配的になり、そこでの u'^2 、 v'^2 は両対数グラフ上でほぼ一定の勾配を有し直線的に変化している。この領域では式(2.18)に示したべき乗則を用いることができる。従って、実験データから式(2.18)の減衰率 n_u 、 n_v や比例定数 C_u 、 C_v を決定すればよい。蒔田・佐々・岩崎・飯田(1987b)は、本乱流場の減衰特性を式(2.18)において $t_0 = 0$ として評価し、 $X/M = 40$ 以降の u'^2 と v'^2 から減衰率 $n_u = 1.24 \sim 1.38$ 、 $n_v = 1.08 \sim 1.33$ を得た。しかし、厳密に言えば、図4.1で示したように、ここでもなお若干の異方性が残っており、乱流レイノルズ数、乱流発生源の特徴、風洞の大きさなどの実験条件により乱流場の特性が異なるため、式(2.18)を安易に用いて乱流場の減衰特性を議論することは、必ずしも妥当ではない。図4.1で述べたように、どの R_λ の本乱流場も等方化区間(ii)では減衰が支配的になっているが、ここで各乱流場が達成した等方度は非等方テンソルの不変量 II で1桁程度も異なっている。すなわち、異方性の影響を考慮せずに、式(2.18)をこれらの乱流場に適用することによって得られた減衰率には、異方性や乱流レイノルズ数の影響が含まれてしまう。そこで、異方性乱流場の実験データから等方性乱流の減衰率の算出を試みる。式(2.15)~(2.17)で仮定された T_L 、 T_R および b_{11} の時間変化を表すために必要な比例定数とべき指数は図4.2~4.4から得られる。これらの値を式(2.22)に代入し、実験によって得られる u'^2 、 v'^2 から最適な減衰率 n_{uI} 、 n_{vI} と比例定数 C_{uI} 、 C_{vI} を決定した。このようにして得られた減衰曲線を図4.7中の実線で示す。実線は、等方化によって勾

配が徐々に変化している等方化区間(i)においても u'^2 や v'^2 の実験結果と一致している。図4.1において不変量 II が直線的に変化している区間で適切なモデル定数を選択することにより Rotta のモデルが成立するという蒔田と岩崎(1990)の指摘を含めて、式(2.22)の減衰曲線が実験結果を示している結果を考えると、本手法によって等方化を伴った減衰特性を評価することが妥当であるといえる。

4.5 減衰率の乱流レイノルズ数依存性

$R_\lambda = 80, 393$ 以外の乱流場についても同様な解析を行って減衰率を算出し、その乱流レイノルズ数依存性を図4.8に示す。 n_q は式(2.20)を用いて実験から得られた全域および減衰区間(ii)の q^2 から決定された減衰率である。また、 n_{uI} と n_{vI} は式(2.22)を、 n_u と n_v は式(2.18)を用いて区間(i)および(ii)($R_\lambda = 25$ の格子乱流では $X/M = 40 \sim 120$)での u'^2 と v'^2 から決定された減衰率である。また、格子乱流場の研究結果(Comte-Bellot & Corrsin, 1966, Kistler & Vrebalovich, 1966, Sirivat & Warhaft, 1983)も示したが、これらは式(2.18)により決定された減衰率である。大型加圧風洞を使用して $R_\lambda \sim 669$ の格子乱流場を得た Kistler と Vrebalovich(1966)は、乱流エネルギーの減衰率を $n_u = n_v = 1$ としているが、実際には乱流エネルギーの変化は時間のべき乗で表されと考えられるので、彼等の測定した乱れ強度を用いて、本乱流場の場合と同様に解析した結果も合わせて示した。なお、図の右端にレイノルズ数が十分に大きい等方性乱流の理論値である Birkhoff の減衰率 $6/5$ (Birkhoff, 1954)と、Loitsiansky の減衰率 $10/7$ (Loitsiansky, 1945)を示した。また、0-4次キュムラント近似を用いた Tatsumi & Kida(1980)は、乱流レイノルズ数無限大の乱流場において2種類の初期条件から減衰率 1.20 と 1.39 を得ている。

従来の研究では、 q^2 の減衰特性についてはほとんど議論されてこなかったが、式(4.2)の条件を満足するような仮想原点を用いて q^2 の減衰則を議論することにより、図4.7に示した様に、 q^2 には異方性の影響がほとんど生じないことから、比較的異方度の小さい準等方性乱流場の減衰特性に関して考察する場合、 n_q を用いることは良い方法であると思われる。 $R_\lambda > 80$ の本乱流場の n_q は、 $R_\lambda = 25$ の格子乱流場の値よりも大きい、 $R_\lambda \gtrsim 120$ では n_q は R_λ の増加とともに減少している。 $R_\lambda \gtrsim 260$ で乱流構造は自己相似的であると判断されるにも関わらず、減衰率が R_λ 依存性を持っていることから、まだ必ずしも、乱流

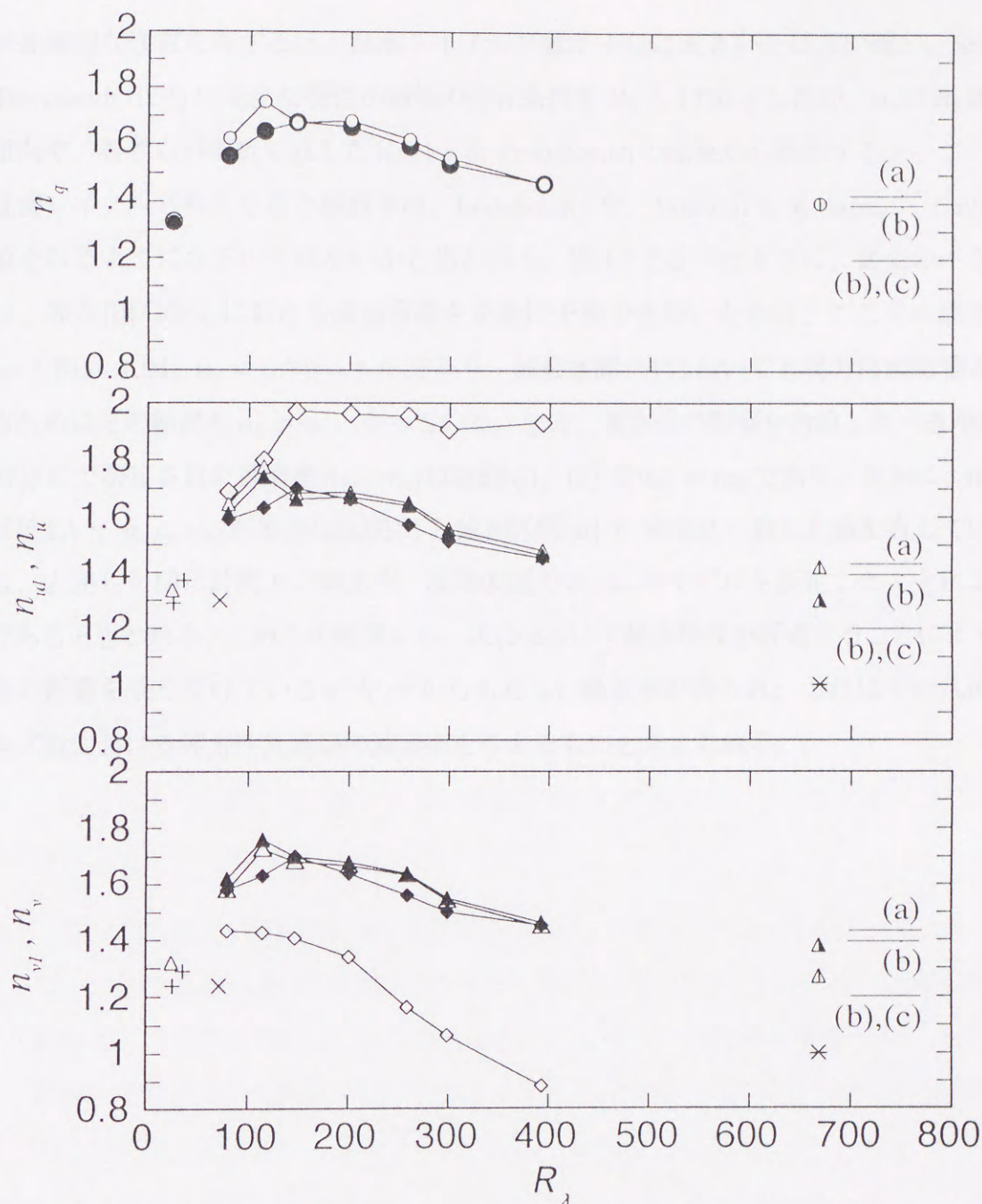


図4.8 減衰率の乱流レイノルズ数依存性

Present work;

- : n_q in region (i) & (ii), ○: n_q in region (ii)
- ◆: n_{ul} & n_{vl} in region (i), ▲: n_{ul} & n_{vl} region (ii)
- ◇: n_u & n_v in region(i), △: n_u & n_v in region (ii)

Kistler & Vrebalovich(1966); ×: n_u, n_v Evaluated by the present method; ⊕: n_q , ▲: n_{ul}, n_{vl} , △: n_u, n_v
Comte-Bellot & Corrsin(1966); ×: n_u, n_v Sirivat & Warhaft(1983); +: n_u, n_v

(a):Loitsiansky(1945), (b):Tatsumi & Kida(1980), (c)Birkhoff(1954)

場が普遍的な性質を有するほど乱流レイノルズ数が十分に大きいとは言い難い。Stewart & Townsend(1951)は完全な慣性小領域の存在条件を $R_\lambda \gtrsim 1730$ としたが、 n_q の R_λ 依存性の傾向や、著者らが解析し直した Kistler & Vrebalovich の結果から推察すると、この程度の乱流レイノルズ数になると減衰率は、Loitsiansky や、Tatsumi & Kida($n_q = 1.39$) に近い値を取るようになるのではないかとと思われる。図 4.7 で述べたように、従来のべき乗則では、等方化区間 (i) における減衰曲線を正確に予測できないために、ここでの減衰率は $n_u = 1.70 \sim 1.94$ 、 $n_v = 0.94 \sim 1.45$ であり、減衰区間 (ii) においても異方性の影響が残存するためにどの結果も $n_u > n_v$ となっている。一方、等方化の影響を考慮したべき乗則(式 (2.22))にて決定された減衰率 n_{uI} 、 n_{vI} は区間 (i)、(ii) で $n_{uI} = n_{vI}$ であり、さらに、 n_q とほぼ等しい。 n_{uI} 、 n_{vI} が等方化区間 (i) と減衰区間 (ii) で完全に一致した値を有していないのは、上述した様に計測上の誤差や、凍結仮説や Rotta のモデルを仮定したことによるためであると思われる。これらの結果から、式 (2.22) にて減衰特性を評価することにより、異方性の影響を強く受けている u'^2 や v'^2 から正しい減衰率が得られ、これはその乱流レイノルズ数における等方性乱流場の減衰率を与えるものと考えられる。

4.6 結言

本章では、第2で提案した等方化を考慮した減衰法則を用いて、乱流エネルギーの減衰特性について調べるとともに、それらを既存の代表的な研究成果との比較を通して本乱流場の減衰過程を明らかにするとともに、減衰率の乱流レイノルズ数依存性を明らかにした。以下に主な結果を示す。

1. 乱流エネルギーと異方度の関係より、本乱流場の減衰過程は等方化区間と減衰区間に分類されることがわかった。等方化区間では R_λ により各乱流場の有する等方化の能力が異なる。各乱流場は最終的に減衰が支配的な平衡状態に移行するが、そこでも本乱流場は異方度や減衰率など R_λ によって異なった性質を有する。
2. 乱流エネルギー q^2 に関してべき乗則を仮定すると、減衰の特性時間は流れ方向距離の1乗に比例して増加する。しかし、等方化の特性時間は、等方化、減衰の二つの区間で変化する。
3. 結言2から仮想原点の新しい決定法を提案し、それを用いることにより、乱流場の減衰率を正確に得ることができた。
4. 等方化を考慮した減衰法則を提案し、乱流発生源の影響で比較的強い異方性の存在している等方化区間での乱流エネルギーに関する実験データからでも、正確な減衰率を決定できることを示した。また、粘性散逸と等方化の影響を考慮することにより、乱流エネルギーの全減衰過程にわたって、乱流場の異方度に関らず減衰率を決定することができた。
5. 乱流エネルギーの減衰率は、 $R_\lambda \gtrsim 110$ で乱流レイノルズ数の増加とともに減少し、乱流レイノルズ数が十分に大きい時の減衰率は、1.4前後の値に漸近する。これは $R_\lambda \rightarrow \infty$ を仮定した数値解析の結果とほぼ一致する。

第5章

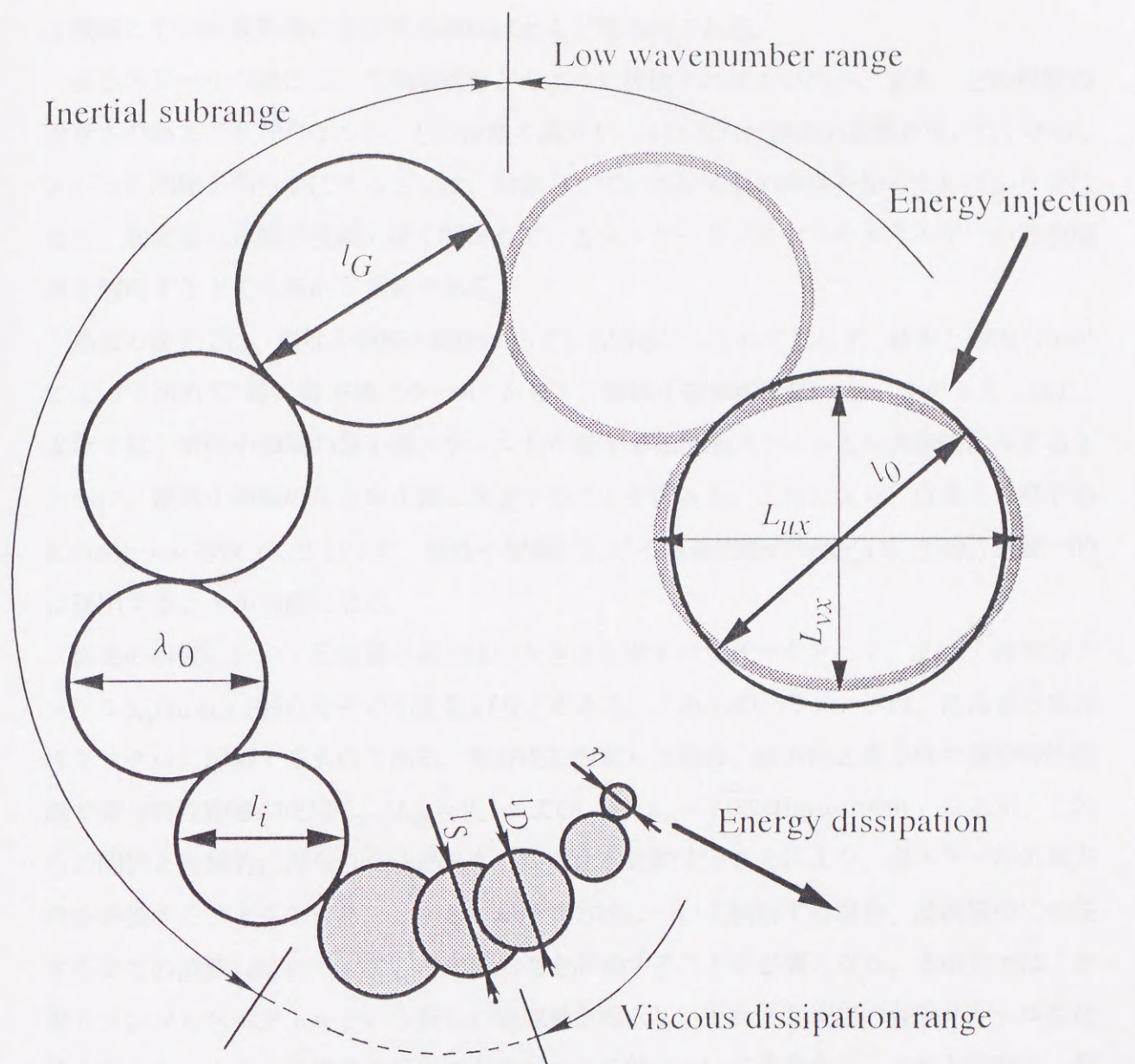
普遍平衡理論の検証

5.1 緒言

乱流場中には、図5.1に示すように大小様々な大きさの渦が存在すると考えるカスケードモデルがある。乱流場での渦と言う概念は、渦度 ω_i

$$\omega_i = \epsilon_{ijk} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \quad (5.1)$$

を持つ流体運動を示すものとしての”vortex”と、速度変動のエネルギー $(\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2})$ と結びつけた流体運動を示すものとしての”turbulence eddy”の2種類の概念が存在するが、本論文では特にことわらない限り、”turbulence eddy”のことを”渦”と呼ぶことにする。これらの渦のうち大きなエネルギーを持つ大規模渦の個性は乱れを発生させた装置に依存するものであり、一般的にその渦形状は異方的($u' \neq v' \neq w'$)である。大きな渦から小さな渦が作られ、その渦からさらに小さな渦が作られ、この機構が繰り返されて乱れのエネルギーが伝達される。渦スケールが小さくなると粘性が強く作用するようになり、その渦の持っているエネルギーは急激に散逸され、熱に変換される。レイノルズ数が十分に大きい場合には、中程度の渦スケールにおいて、異方性や粘性双方の影響をほとんど受けない渦の領域が存在することが期待される(Kolmogorov, 1941)。このような領域を慣性小領域と呼ぶ。異方性を持つ大きい渦から多数の小さな渦が作られていく過程で圧力の作用によってより小さな渦が等方的な性質を有するようになることが知られている(局所等方性の仮説: Kolmogoroff, 1941)。すなわち、乱流レイノルズ数の大きい乱流場でスペクトル中の慣性

図5.1 $R_\lambda = 393$ における渦モデル

渦スケールの大きさは対数表示

○ : 異方的な渦

○ : 等方的な渦

○ : 粘性の影響を受けている等方的な渦

小領域とその高波数側に存在する渦はほとんど等方的である。

あるスケールの渦について渦形状をどのように評価すればよいのか、また、どの程度の大きさの渦まで等方的なのか、どの程度の渦スケールになれば粘性の影響を受けないのか、といった問題を明らかにすることは、対象としている乱流場の特性を知るためばかりではなく、乱流場の非線形現象に深く関係しているカスケードプロセスやエネルギーの散逸機構を解明する上でも極めて重要である。

過去の研究では、慣性小領域の範囲は必ずしも明確に示されておらず、蒔田と飯田(1989)によって初めて“最大等方渦スケール”として、慣性小領域の上限スケールが与えられた。本章では、慣性小領域の最小渦スケール ℓ_s や最小非粘性渦スケール ℓ_i を実験的に与えるとともに、慣性小領域の広さを正確に決定することを試みる。これにより、以後に考察する Kolmogorov 定数(式(2.44))や、慣性小領域における構造関数の勾配 ζ_p (式(2.49))を統一的に算出することが可能になる。

従来の研究において乱流場の異方性の大きさを表すパラメータとして、 u'/v' 、非等方テンソル b_{ij} (Rotta, 1951)やその不変量 II などがある。これらのパラメータは、乱流場の異方性をマクロに評価するものである。等方性を仮定した場合、縦方向と横方向の積分特性距離や微分特性距離の比は $L_{ux}/L_{vx}=2$ 、および、 $\lambda_f/\lambda_g=\sqrt{1/2}$ (Hinze, 1959)となるが、これらの関係と実験的に得られた各渦スケールの比を比較することにより、渦スケールの異方性を評価することもできる。しかし、局所等方性について検討する場合、乱流場中に存在する全ての波数(渦)について、その異方性を評価することが必要となる。本研究では、非等方テンソルスペクトルという新しい物理量を導入し、それと乱流場の各渦スケールを比較することにより、乱流場の局所等方性の成立条件について考察する。それと同時に、最大等方渦スケール ℓ_G (式(2.31))や慣性小領域の最小渦スケール ℓ_s 、最小非粘性渦スケール ℓ_i の妥当性を評価し、それが慣性小領域を決定するパラメータとして有効であることを実証する。

これらの結果を基にして本乱流場のエネルギースペクトルから Kolmogorov 定数を決定し、その乱流レイノルズ数依存性を調べることにより、一般に普遍平衡理論がどのような条件下で成立するかという問題に対し検討を加える。

5.2 エネルギースペクトル

図5.2に、 $R_\lambda = 393$ における変動速度の1次元エネルギースペクトルの流れ方向変化を示す。第4章で詳述したように、本乱流場は乱流発生装置により励起されており、発達直後は比較的強い異方性を有する軸対称性乱流場($u' > v' = w'$)である。測定洞内の上流域では等方化が進行するが、一旦、乱流場が準等方的な構造を有する様になった地点から下流では、減衰が支配的になる。図5.2に示した最上流 $X/M = 10$ のスペクトル分布は、縦方向のインテグラルスケール L_{ux} に相当する波数(これを図中の L_{ux} の矢印で示す)付近の広範な低波数領域において、変動速度の主流方向成分のスペクトル E_1 と鉛直方向成分のスペクトル E_2 のレベル差は大きい。下流にいくにつれて、各成分間のエネルギー交換が行われ、その結果、乱流場は等方化していく。この低波数領域のエネルギーレベル差の小さくなるとともに、 E_2 の慣性小領域が高波数側から発達し、そこでのスペクトル分布の勾配が急になる。 $X/M = 50$ 付近では、 E_2 の分布にはほぼ-5/3の勾配を示す慣性小領域の存在が認められるようになる。減衰が支配的になる下流域($X/M \sim 90$)(表4.1)では、等方化が終了し、 $k \sim 1/L_{ux}$ の低波数領域に若干の異方性を残しつつも、スペクトル分布形状は相似形を保つようになり、これより下流では乱流場は自己相似的になる。蒔田と飯田(1990)は、Kolmogorovの仮定(Kolmogorov, 1942)に関して慣性小領域の範囲を局所等方的な最大渦スケール ℓ_G から散逸最大の渦スケール ℓ_D までとすることを提案したが、図5.2に示すように下流域におけるスペクトル分布は、 $1/\ell_G \sim 1/\ell_D$ の範囲でKolmogoroffの-5/3乗則に従っており、その範囲は2桁程度にわたっている。ただし、後述するように“ ℓ_D ”に関しては若干の問題があり、次節で新たに慣性小領域の最小渦スケールを定義する。

上述の傾向は、他の R_λ の場合においてもほぼ同様である。この様に、普遍平衡理論の検証や乱流場の普遍性について調べることにに関して、本乱流場が十分な特性を有していることがわかる。なお、各 R_λ について等方化の過程から減衰が支配的になる過程へ遷移する時の流れ方向位置に関しては、表4.1に示した。

乱流場が平衡状態に達し、スペクトル形状が流れ方向に相似形を保っている $X/M = 100$ において乱流レイノルズ数が異なる場合の1次元エネルギースペクトルを図5.3に示す。図4.1で本乱流場は完全な等方性乱流ではなく、特に、 $R_\lambda \lesssim 200$ では、減衰区間においても若

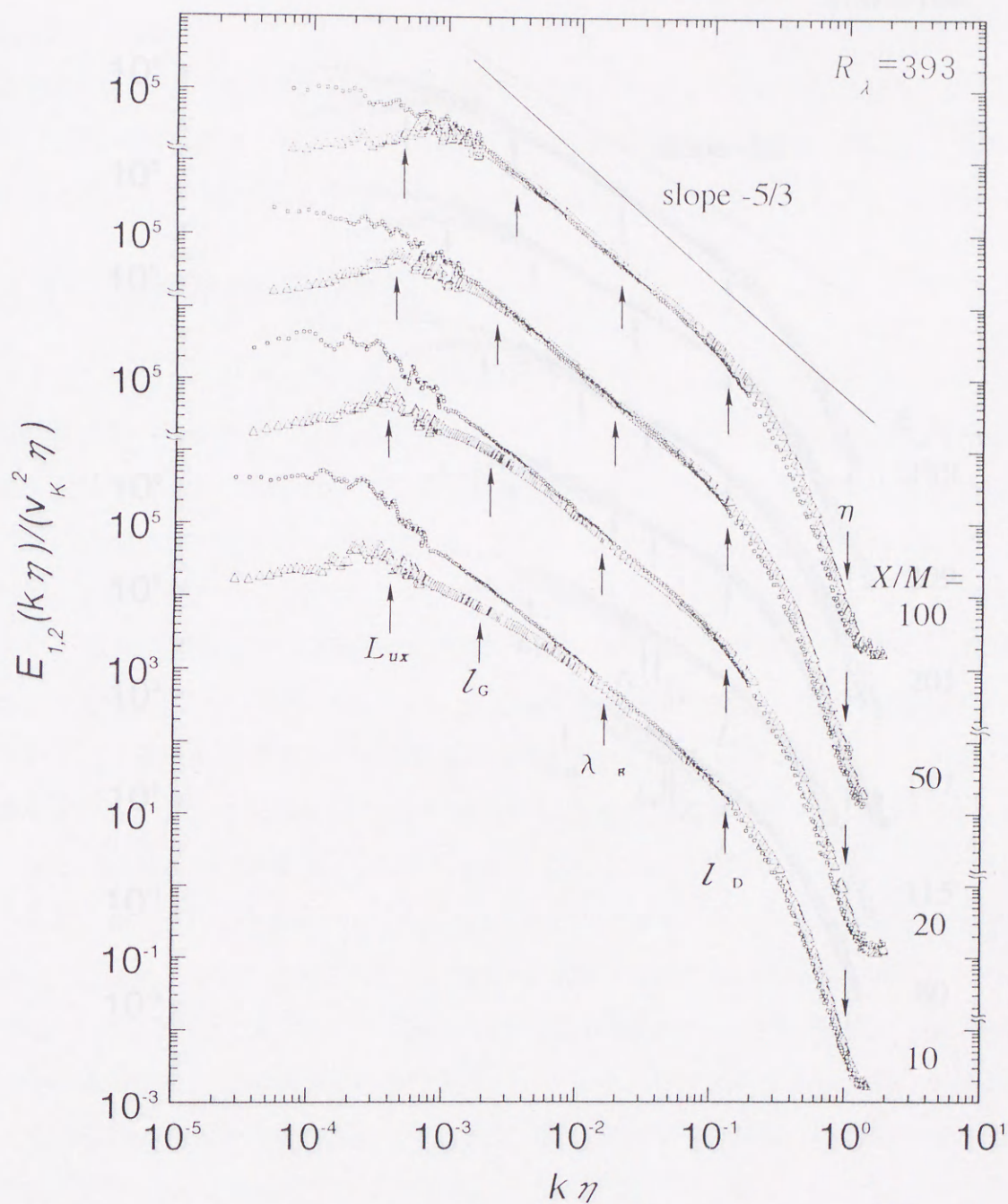


図5.2 1次元エネルギースペクトルの流れ方向変化

○ : $E_1(k\eta)$, △ : $E_2(k\eta)$

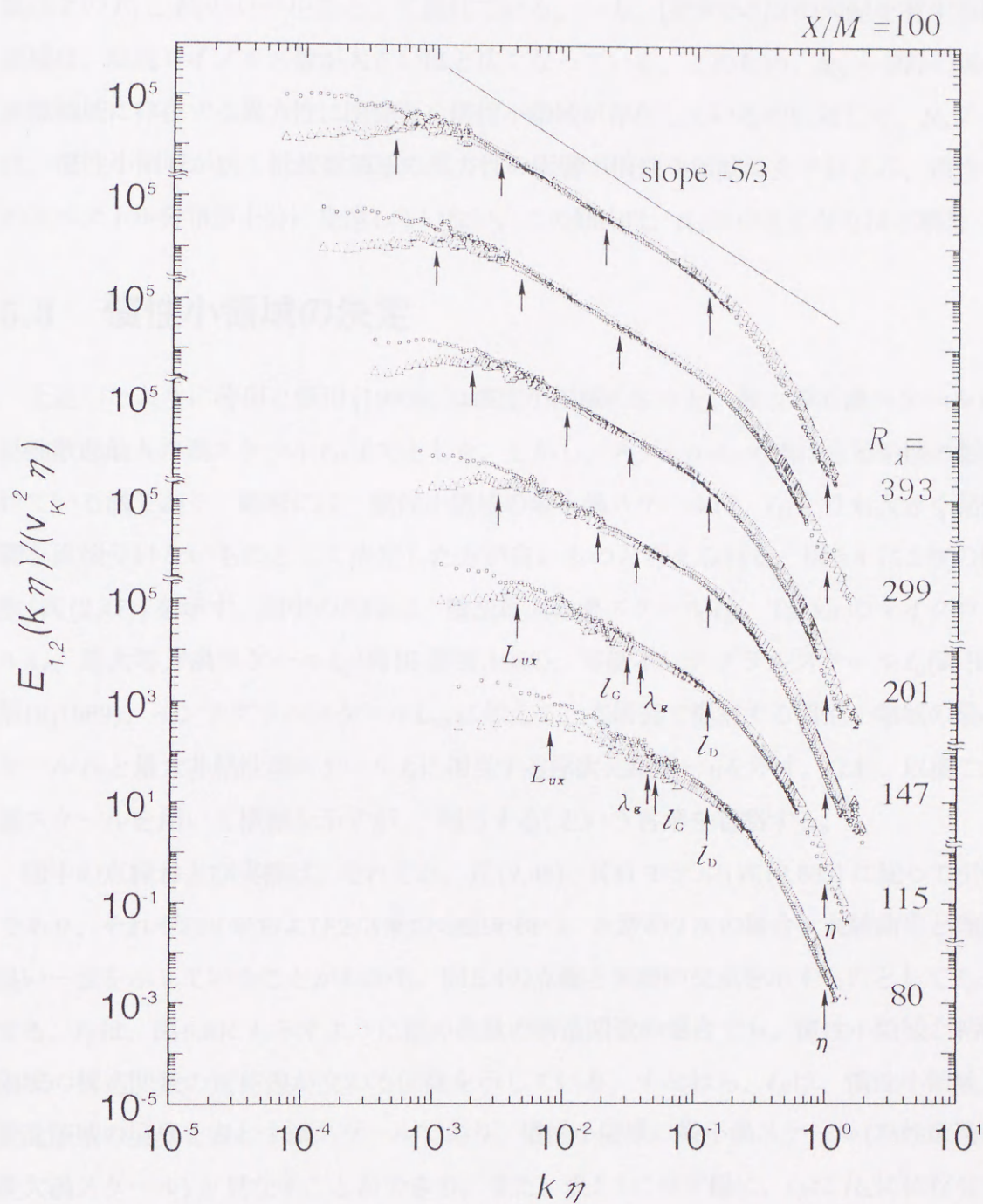


図5.3 1次元エネルギースペクトルの
乱流レイノルズ数依存性

○ : $E_1(k\eta)$, △ : $E_2(k\eta)$

干の異方性が残存していることを述べた。この異方性は、図5.3において L_{ux} に相当する波数以下の E_1 と E_2 のレベル差として表れている。一方、図中で $-5/3$ の勾配を有する慣性小領域は、乱流レイノルズ数が大きいほど広がっている。このため、 $R_\lambda \gtrsim 200$ の場合、低波数領域に存在する異方性に関係なく慣性小領域が存在しているのに対して、 $R_\lambda \lesssim 200$ では、慣性小領域が狭く低波数領域の異方性の影響が慣性小領域にまでおよぶ、慣性小領域のスペクトル分布が十分に発達していない。この傾向は、 R_λ が小さくなるほど顕著である。

5.3 慣性小領域の決定

上述したように蒔田と飯田 (1990b) は慣性小領域の広さを、最大等方渦スケール ℓ_G から粘性散逸最大の渦スケール ℓ_D までとした。しかし、スケール ℓ_D の渦は直接粘性の影響を受けている渦であり、厳密には、慣性小領域の最小渦スケールは、 ℓ_D よりも大きく粘性の影響を直接受けないものとして決定した方が良いものと考えられる。図5.4 に2次の構造関数(式(2.47))を示す。図中の矢印は、散逸最大の渦スケール ℓ_D 、Taylorのマイクロスケール λ_f 、最大等方渦スケール ℓ_G (蒔田・飯田, 1989)、等価インテグラルスケール ℓ_0 (蒔田・岩崎・飯田, 1989)、インテグラルスケール L_{ux} に加えて、本研究で提案する慣性小領域の最小渦スケール ℓ_S と最大非粘性渦スケール ℓ_i に相当する無次元距離 r/η を示す。なお、以後これらの渦スケールを用いて横軸を示すが、“相当する”という言葉省略する。

図中の点線および実線は、それぞれ、式(2.48)、K41モデル(式(2.53))に従って引いた線であり、それぞれ2乗および2/3乗の勾配を持つ。次数が2次の場合、実験結果と理論線が良い一致を示していることがわかる。図5.4の点線と実線の交点を示すものとして ℓ_S を導入する。 ℓ_S は、図6.8にも示すように他の次数の構造関数の場合でも、慣性小領域と粘性散逸領域の構造関数の延長線が交わる位置を示している。すなわち、 ℓ_S は、慣性小領域と粘性散逸領域の境界を表わす渦スケールであり、慣性小領域の最小渦スケール(粘性散逸領域の最大渦スケール)と見なすことができる。また、表5.1に示す様に、 ℓ_S は R_λ に依存せず、その平均値は $\ell_S \sim 11.2\eta$ である。

一方、主流方向変動速度成分に関する散逸スペクトルおよび鉛直方向変動速度成分に関する散逸スペクトルが最大の渦スケールを、それぞれ、 ℓ_{D1} 、 ℓ_{D2} と呼ぶと、それらも R_λ に依存しない。そこで、等価散逸最大渦スケール ℓ_D を次式で定義する。

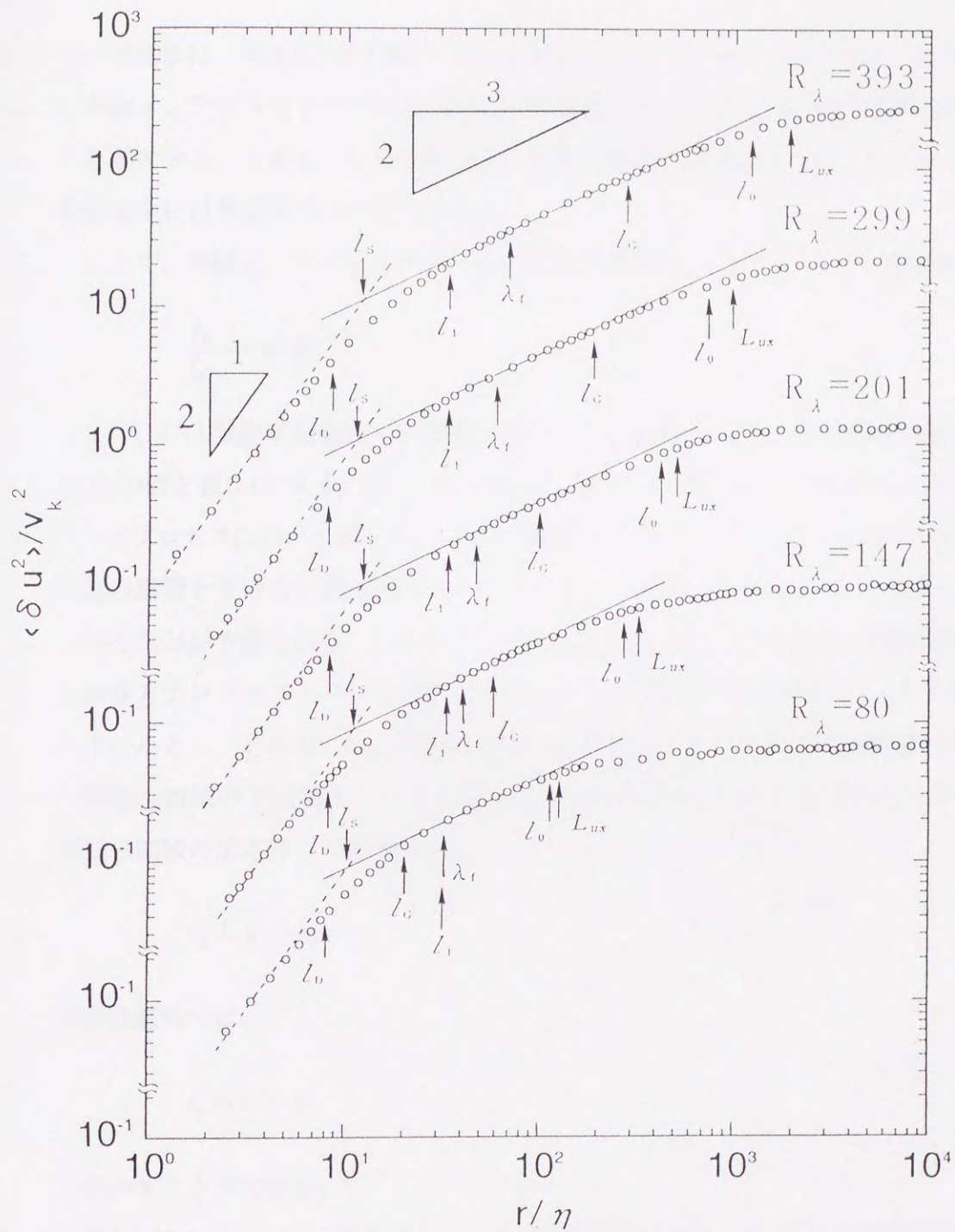


図5.4 2次の構造関数

○ : Present work, ---- : eq(2.36), — : K41 model

$$\ell_D = (\ell_{D1} \cdot \ell_{D2}^2)^{1/3} \quad (5.2)$$

その平均値は、表5.1に示す様に、 $\ell_D \sim 8.1\eta$ であり、 $\ell_S/\ell_D \sim 1.4$ である。すなわち、 ℓ_S から等価インテグラルスケール ℓ_0 (蒔田・岩崎・飯田,1989)までを、一応、慣性小領域と見なすことができる。しかし、 ℓ_0 では異方性の影響を無視できないように、 ℓ_S でもまだ粘性の影響を完全には無視することができない。

ここで、等価インテグラルスケール ℓ_0 と ℓ_G の関係を、ここで、もう一度示す。すなわち、

$$\frac{\ell_0}{\ell_G} \sim 10.8C^{3/2} \quad (5.3)$$

ここで、 C は散逸率を決定する定数であり、本乱流場の C とこれらの値を用いて算出した ℓ_0/ℓ_G の値を表5.1に示す。 $R_\lambda \gtrsim 150$ の場合、 $\ell_0/\ell_G \sim 2^2$ である。すなわち、エネルギーカスケードプロセスにおいて異方性といった”個性”を失うには少なくとも2世代が必要とされる。粘性の影響を受けない最小渦スケールを ℓ_i とし、同様な仮定を行うと、 ℓ_i から $4\ell_D (\sim 32\eta)$ であることが予想される。 ℓ_i はスペクトル分布や図5.4に示した2次の構造関数や、後述する非等方テンソルスペクトル(図5.7,5.8)などの実験結果から判断して、 ℓ_i を最大非粘性渦スケールとし、それを、 ℓ_G と同様に厳密な意味での、すなわち、粘性散逸の影響を受けない慣性小領域の下限渦スケールと見なすことがほぼ妥当であると考えられる。すなわち、慣性小領域の広さは、一般的には、

$$\ell_S \lesssim r \lesssim \ell_0 \quad (5.4)$$

厳密な意味では、

$$\ell_i \lesssim r \lesssim \ell_G \quad (5.5)$$

で表わすことができる。

図5.5に ℓ_0/ℓ_S と ℓ_G/ℓ_i の乱流レイノルズ数依存性を示す。 ℓ_0/ℓ_S から判断すると、 $R_\lambda \gtrsim 40$ で1桁、Corrsin(1958)の条件 $R_\lambda \gtrsim 250$ で約2桁の慣性小領域が存在することになる。異方性や粘性の影響を受けない慣性小領域の範囲を表す ℓ_G/ℓ_i は R_λ の約1.8乗で増加しており、

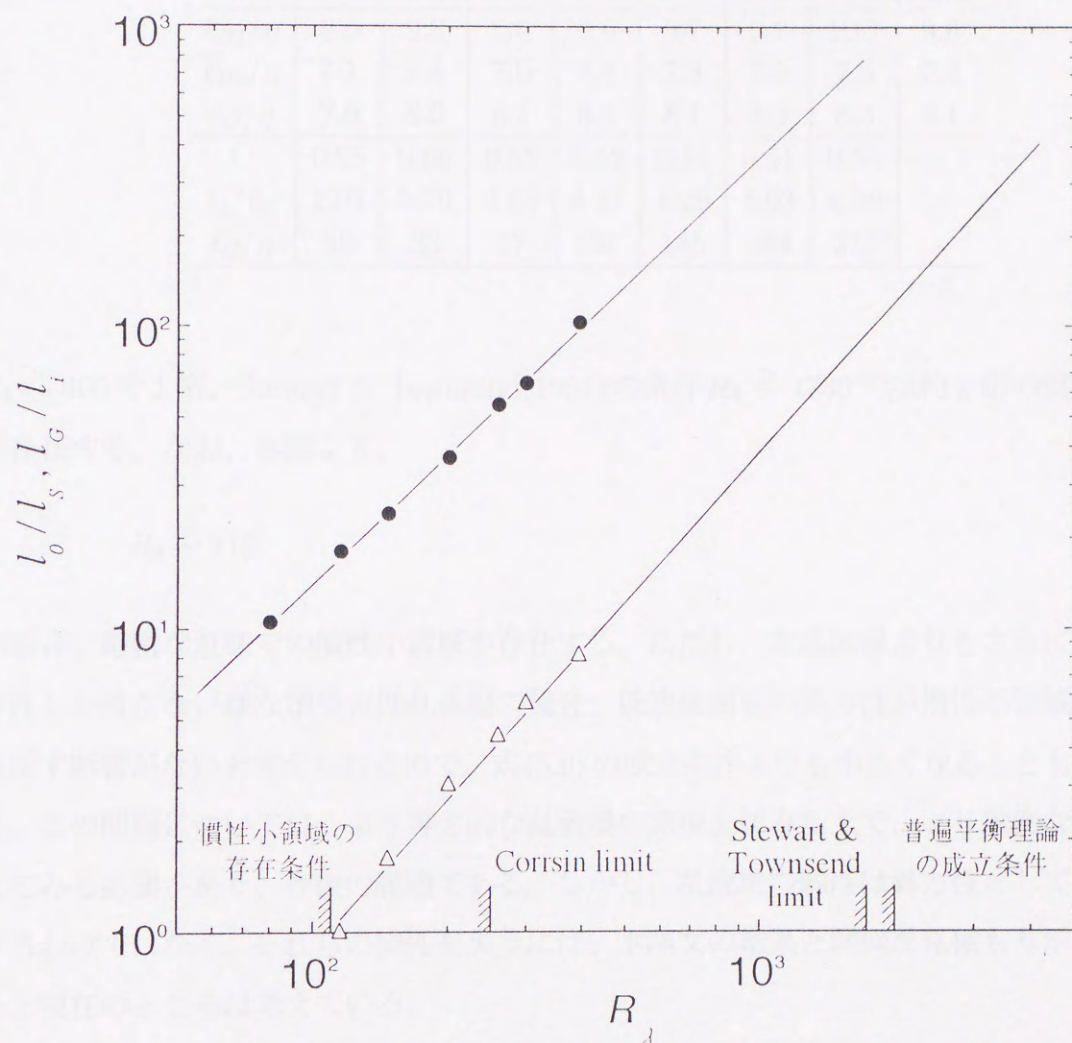


図5.5 慣性小領域の広さと乱流レイノルズ数の関係

●: l_0/l_s , △: l_g/l_i

Table 5.1: 渦スケール

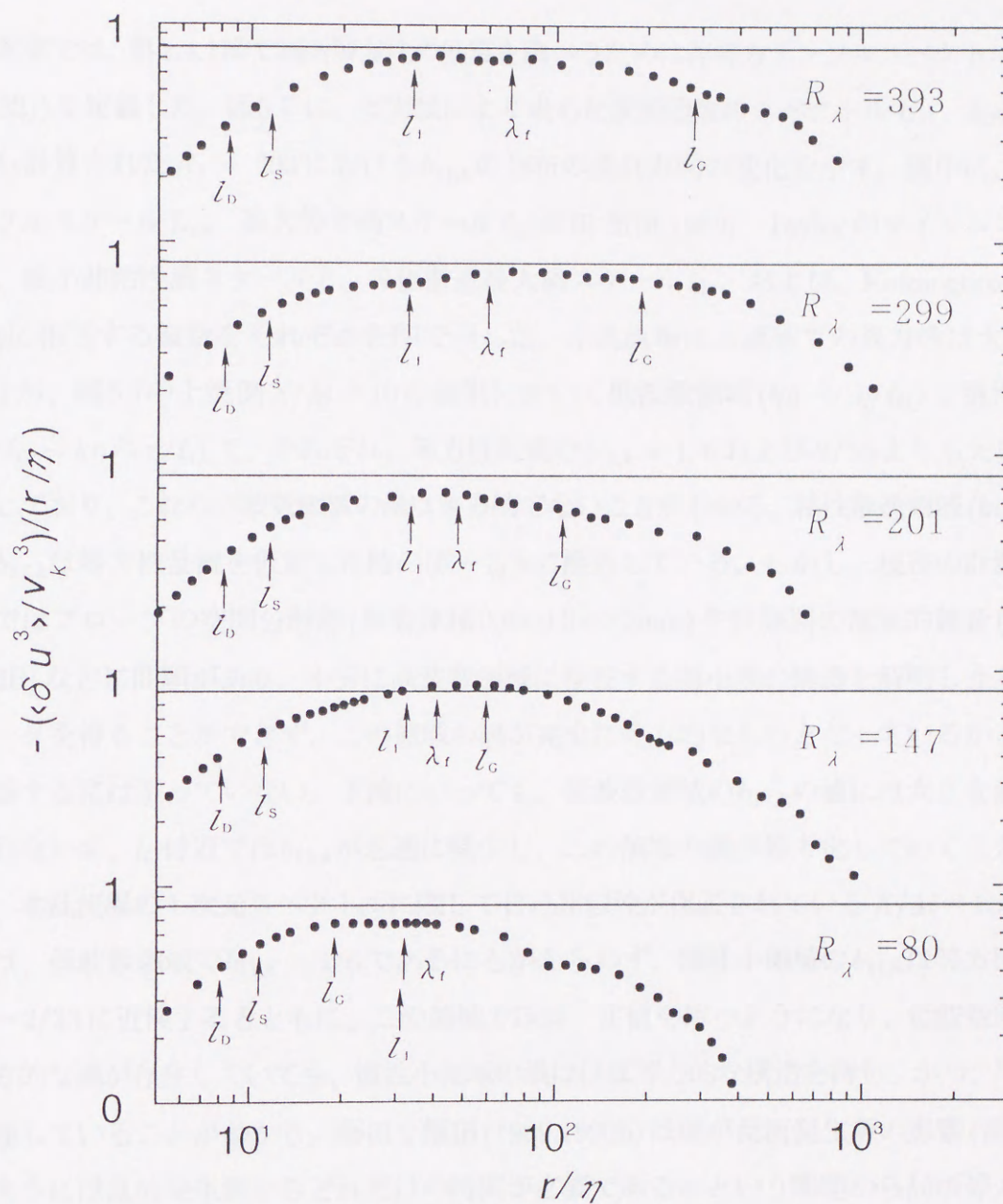
R_λ	80	115	147	201	259	299	393	Ave
ℓ_S/η	10.8	10.7	11.1	11.6	11.6	11.2	11.5	11.5
ℓ_{D1}/η	9.6	9.3	9.6	9.6	9.7	9.7	10.1	9.8
ℓ_{D2}/η	7.1	7.4	7.6	7.4	7.3	7.5	7.5	7.4
ℓ_D/η	7.9	8.0	8.1	8.2	8.1	8.0	8.3	8.1
C	0.75	0.66	0.57	0.53	0.54	0.51	0.54	-
ℓ_0/ℓ_G	7.01	5.79	4.65	4.17	4.29	3.93	4.29	-
ℓ_G/η	20	33	57	101	145	184	275	-

$R_\lambda \gtrsim 400$ で1桁、Stewart & Townsend(1951)の条件 $R_\lambda \gtrsim 1730$ では約2桁の慣性小領域が存在する。なお、本図より、

$$R_\lambda \gtrsim 110 \quad (5.6)$$

の場合、厳密な意味での慣性小領域が存在する。ただし、本乱流場よりもさらに小さい異方性しか持たない様な準等方性乱流場の場合、低波数領域の異方性が慣性小領域の発達に及ぼす影響がないと考えられるので、式(5.6)の成立条件よりも小さくなることも考えられる。この問題については、より等方的な乱流場の実現を試みた上で、より厳密な検討を加えてみる必要があり、今後の課題である。しかし、乱流場の個性は異方性としてのみ存在するわけではなく、それらの個性を失うには、本論文の結果と同様な見積もりが有効であると現在のところは考えている。

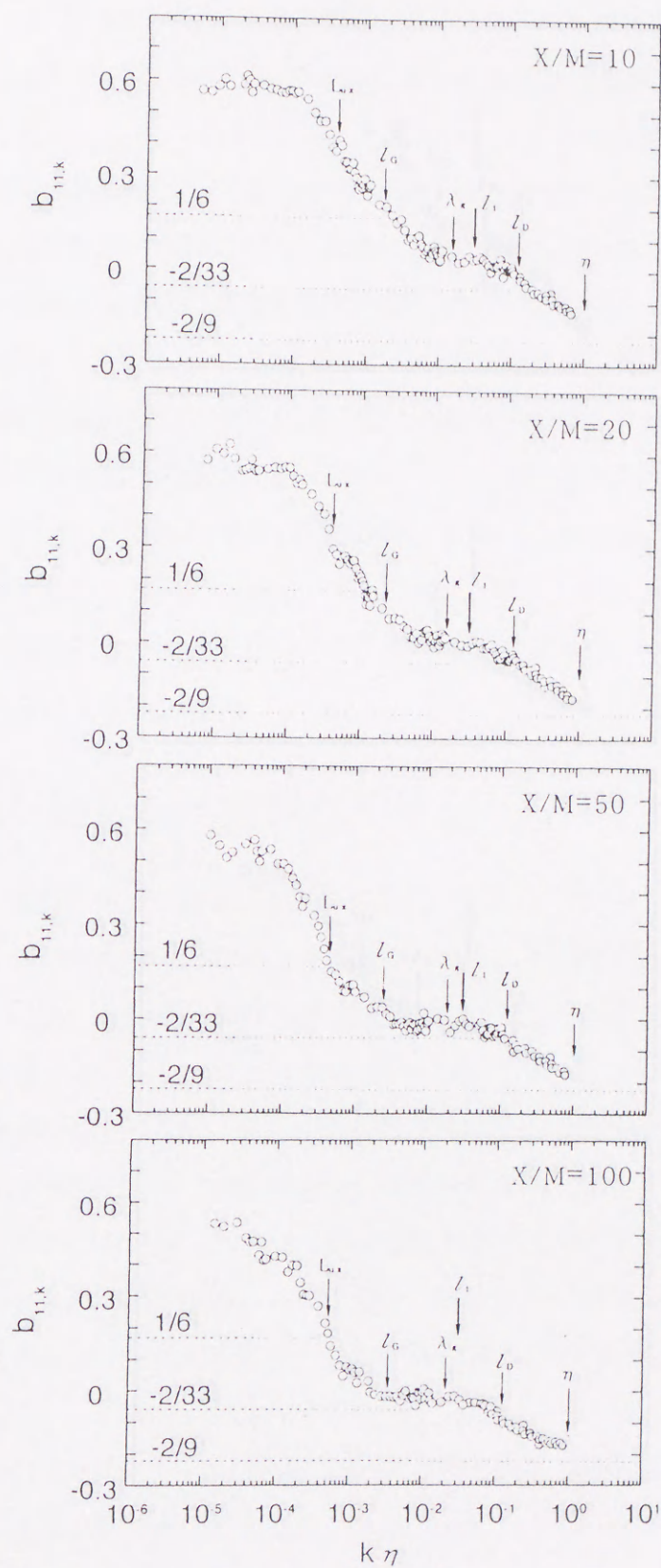
3次の構造関数に関しては、式(2.56)が成り立つと考えられ、 $\langle \delta u^3 \rangle / (\epsilon r)$ と r/η の関係を図5.6に示す。Anselmet, Gange & Hopfinger(1984)が指摘したように分布がほぼ一定と見なせる領域は、異方性(乱流発生時の個性)や、粘性の影響が排除された部分のみであり、慣性小領域の範囲としてみなせるか本研究でそれを ℓ_i から ℓ_G までとしたことがほぼ妥当であることが示されている。

図5.6 3次の構造関数 ($X/M=100$)

5.4 局所等方性の検証

本章では、第2.4.1節で局所等方性の性質を調べるために非等方テンソルスペクトル $b_{ij,k}$ (式(2.32)) を定義した。図5.7に、本実験により求めた変動速度のスペクトル E_{11} 、 $E_{22}(=E_{33})$ から計算された $R_\lambda = 393$ における $b_{11,k}$ の分布の流れ方向の変化を示す。図中に、インテグラルスケール L_{ux} 、最大等方渦スケール ℓ_G (蒔田・飯田, 1989)、Taylor のマイクロスケール λ_g 、最小非粘性渦スケール ℓ_i 、等価散逸最大渦スケール ℓ_D 、および、Kolmogorov スケール η に相当する波数をそれぞれ矢印で示した。本乱流場は上流域での異方性は大きい (図4.1) が、図5.7の上流側 $X/M = 10$ の結果において低波数領域 ($k\eta \lesssim \eta/\ell_G$) と慣性小領域 ($\eta/\ell_G \lesssim k\eta \lesssim \eta/\ell_i$) で、それぞれ、等方性乱流の $b_{11,k} = 1/6$ および $2/33$ よりも大きな値を示しており、これらの波数領域の渦は等方的でないことがわかる。粘性散逸領域 ($k\eta \lesssim \eta/\ell_i$) の $b_{11,k}$ は等方性乱流を仮定した時の値 $-2/9$ に漸近している。しかし、現在の計測システムではプローブの空間分解能 (検査体積 $0.6 \times 0.2 \times 0.2 \text{ mm}$) や計測器の電氣的雑音 (SN 比約 72dB) などに問題があり、十分に高波数領域に存在する微小渦の構造を解明しうるまでのデータを得ることができず、この領域の渦が完全に等方的なものとなっているかどうかを確認するには至っていない。下流にいても、低波数領域の $b_{11,k}$ の値には大きな変化がみられないが、 ℓ_G 付近では $b_{11,k}$ が急速に減少し、この領域の渦が等方化していくことがわかる。本乱流場の1次元スペクトルに関して自己相似性が保証されている $X/M = 100$ においては、低波数領域で $b_{11,k} > 1/6$ であるにもかかわらず、慣性小領域の $b_{11,k}$ は等方性乱流の値 $-2/33$ に近接するとともに、この領域でほぼ一定値を持つようになり、低波数領域に非等方的な渦が存在していても、慣性小領域の渦はほぼ等方的な構造を持ち、かつ、平衡状態に達していることがわかる。蒔田と飯田 (1989, 1990b) は渦が乱流発生源の影響 (渦の個性) を失うには乱流発生源からどれだけの時間が必要であるかという問題から局所等方的な最大渦スケール ℓ_G を定義し、それを慣性小領域の上限スケールとすることを提案した。本結果も自己相似的な乱流場において、 ℓ_G が等方的、かつ、乱流カスケード過程において平衡状態が達成される最大渦のスケール、すなわち、慣性小領域の最小波数を与えるものとして適切であることを示している。

図5.8に乱流レイノルズ数による $b_{11,k}$ の分布形状の変化を示す。流れ方向位置はどの場

図5.7 非等方テンソルスペクトルの流れ方向変化 ($R\lambda = 393$)

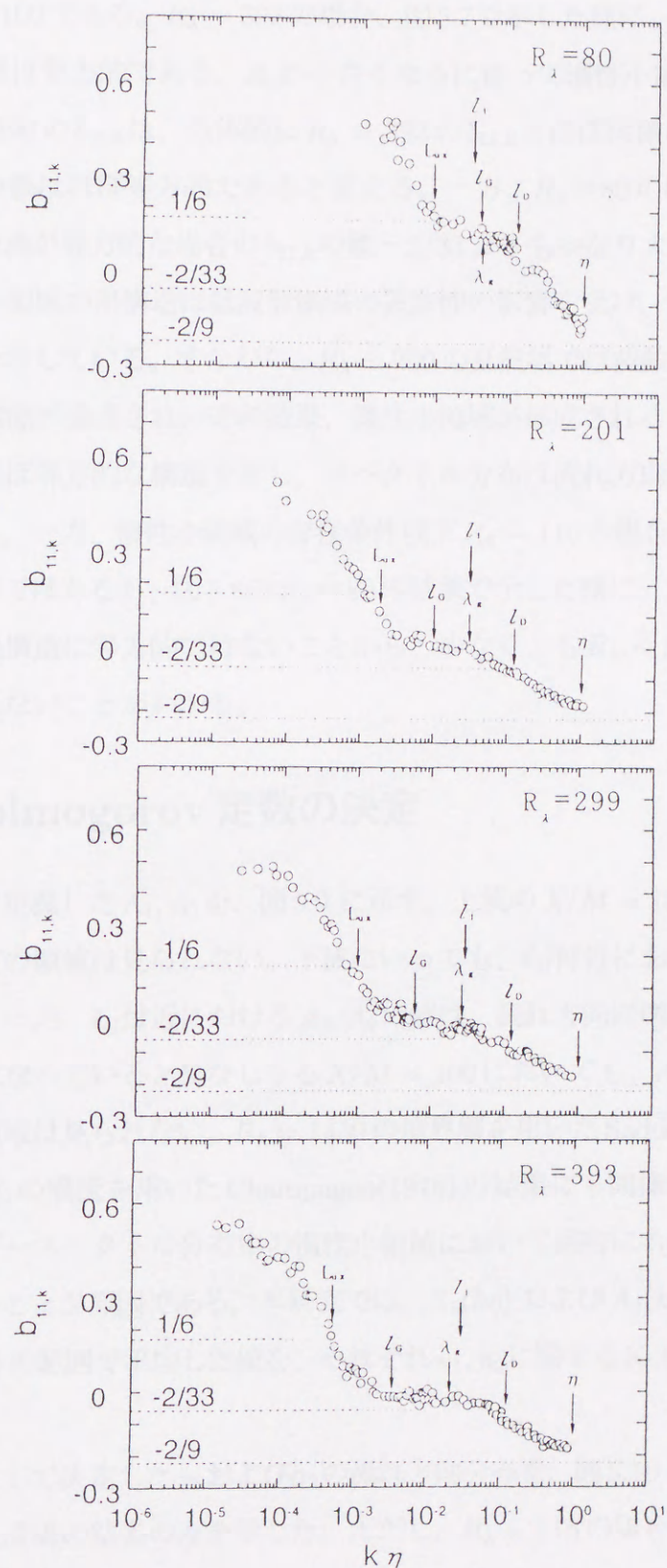


図5.8 乱流レイノルズ数が異なる場合の
非等方テンソルスペクトル ($X/M=100$)

合も $X/M = 100$ である。 $R_\lambda = 393$ の場合、図 5.7 で示した様に、慣性小領域 ($\eta/\ell_G \lesssim \eta \lesssim \eta/\ell_i$) の渦はほぼ等方的である。 R_λ が小さくなるに従って慣性小領域は狭くなっているが、 $R_\lambda = 201$ と 299 の $b_{11,k}$ は、全体的に $R_\lambda = 393$ の $b_{11,k}$ とほぼ同様な分布を示し、そこでも慣性小領域の渦はほぼ等方的であると言える。一方、 $R_\lambda = 80$ の場合、慣性小領域の $b_{11,k}$ は、ここでの渦が等方的な場合の $b_{11,k}$ の値 $-2/33$ よりもかなり大きい値を持っていることから、慣性小領域の渦構造は低波数領域の異方性の影響を受け、等方的な渦構造を維持できないことを示している。すなわち、 $R_\lambda \gtrsim 200$ の乱流場では波数空間においてエネルギー輸送の平衡機能が達成され、その結果、慣性小領域が形成されるとともに、それより高波数側の渦はほぼ等方的な構造を有し、スペクトル分布は流れ方向に、自己相似性が保たれるようになる。一方、慣性小領域の存在条件以下 $R_\lambda \lesssim 110$ の場合、スペクトル分布は流れ方向に相似形ではあるが、図 5.8 の $R_\lambda = 80$ の結果で示した様に、 $X/M = 100$ においても各波数領域の渦構造は等方的ではないことから、少なくとも $R_\lambda \lesssim 80$ の乱流場では局所等方性が満足されないことがわかる。

5.5 Kolmogorov 定数の決定

式 (2.46) で定義した A_1, A_2 を、図 5.9 に示す。上流の $X/M = 10$ では、 A_1 および A_2 の分布ともに一定の領域は見られない。下流にいても、 ℓ_D 付近における A_1, A_2 の値はあまり変化しない。一方、 ℓ_G 付近における A_1, A_2 の値は、流れ方向に増加しているが、乱流場が自己相似的になっていると見なしうる $X/M = 100$ においても、 A_1 および A_2 が完全に一定となる波数領域は見られない。 $R_\lambda = 1450$ の境界層を用いた Saddoughi & Veeravalli (1995) や、 $R_\lambda = 626$ の噴流を用いた Champagne (1978) の結果にも同様な傾向が見られる。これは、エネルギースペクトル分布中の慣性小領域において厳密に $-5/3$ 乗の勾配を有する領域が存在しないことが原因である。本研究では、 $A_1(k\eta)$ および $A_2(k\eta)$ の分布を、慣性小領域 ($1/\ell_G \gtrsim 1/\ell_i$) の範囲で平均した値を、それぞれ u_1, u_2 に関する Kolmogorov 定数を α_1, α_2 とした。

このようにして決定した α_1 および α_2 の流れ方向分布を、図 5.10 に示す。ここでは式 (5.6) を満足する乱流場の結果のみを示した。ただし、 $R_\lambda = 115$ の場合、慣性小領域の広さが十

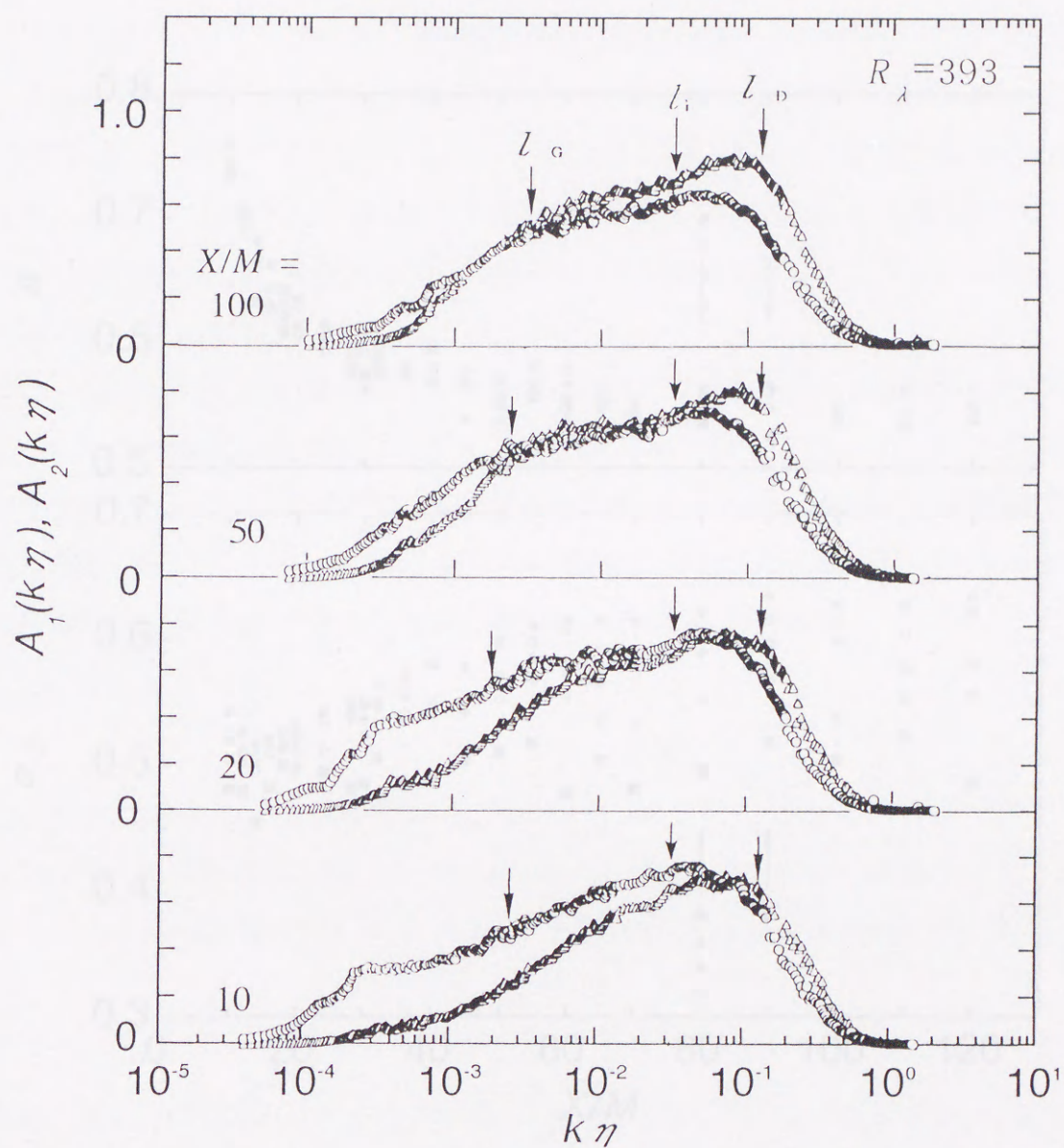


図5.9 A_1, A_2 の流れ方向変化

○: $A_1(k\eta)$, △: $A_2(k\eta)$

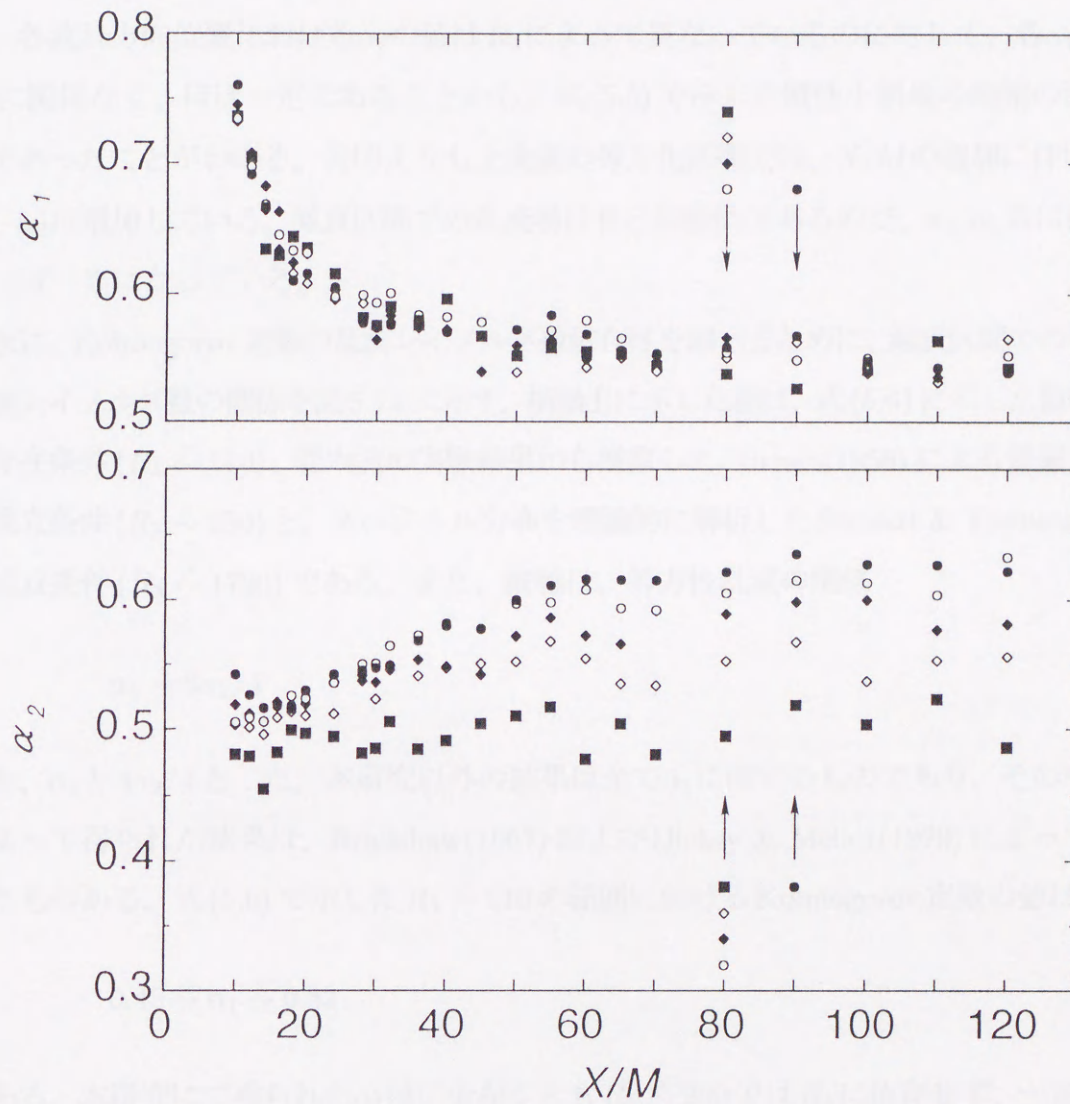


図5.10 Kolmogorov定数の流れ方向変化

●: $R_\lambda = 393$, ○: 299, ◆: 259, ◇: 201, ■: 147

分ではなく ($1/\ell_G \approx 1/\ell_i$)、かつ、流れ方向全域にわたって式 (5.6) で示した条件が満足されないので、Kolmogorov 定数の値を図 5.10 に示していない。また、図中の矢印は、表 4.1 に示した各乱流レイノルズ数において乱流場が自己相似状態になった時の流れ方向位置を示す。各流れ方向位置における α_2 の値は R_λ によって異なっているのに対して、各 α_1 の値は、 R_λ に関係なく、ほぼ一定であることから、式 (5.5) で示した慣性小領域の範囲の決定が妥当であったことがわかる。矢印よりも上流側の等方化区間では、 X/M の増加に伴い α_1 は減少、 α_2 は増加している。減衰区間での乱流場は自己相似的であるので、 α_1, α_2 共に流れ方向にほぼ一定になっている。

次に、Kolmogorov 定数の乱流レイノルズ数依存性を調べるために、減衰区間での平均値と乱流レイノルズ数の関係を図 5.11 に示す。横軸上に示した線は、式 (5.6) に示した慣性小領域の存在条件 ($R_\lambda \gtrsim 110$)、管内流の実験結果から推察した Corrsin(1958) による普遍平衡理論の成立条件 ($R_\lambda \gtrsim 250$) と、スペクトル分布を理論的に解析した Stewart & Townsend(1951) の成立条件 ($R_\lambda \gtrsim 1730$) である。また、縦軸は、等方性乱流の関係

$$\alpha_1 = 3\alpha_2/4 \quad (5.7)$$

より、 α_1 と $3\alpha_2/4$ とした。本研究以外の結果は全て α_1 に関するものであり、その中で実験によって得られた結果は、Bradshaw(1967) および Dickey & Mellor(1979) によって集められたものがある。式 (5.6) で示した $R_\lambda \gtrsim 110$ の範囲における Kolmogorov 定数の値は、

$$0.45 \lesssim \alpha_1 \lesssim 0.82 \quad (5.8)$$

である。本研究にて得られた α_1 は、少なくとも $R_\lambda \gtrsim 200$ では R_λ に依存せず、一定であり、その平均値は 0.55 であった。このことは、 E_1 スペクトル中では $R_\lambda \gtrsim 200$ で慣性小領域中のエネルギー輸送が十分に平衡状態に達していることを示すものと考えられ、その意味で局所等方性の成立条件が満たされていると言える。一方、スペクトル E_2 中の慣性小領域は、スペクトル E_1 中のものほど発達していない。これは、スペクトルに関して述べたように、エネルギーを受けるため、慣性小領域の発達が遅れることや、風洞壁の存在が v 成分により著しく影響を及ぼすことなどが原因として考えられる。従って、 α_2 には、本研究の乱流

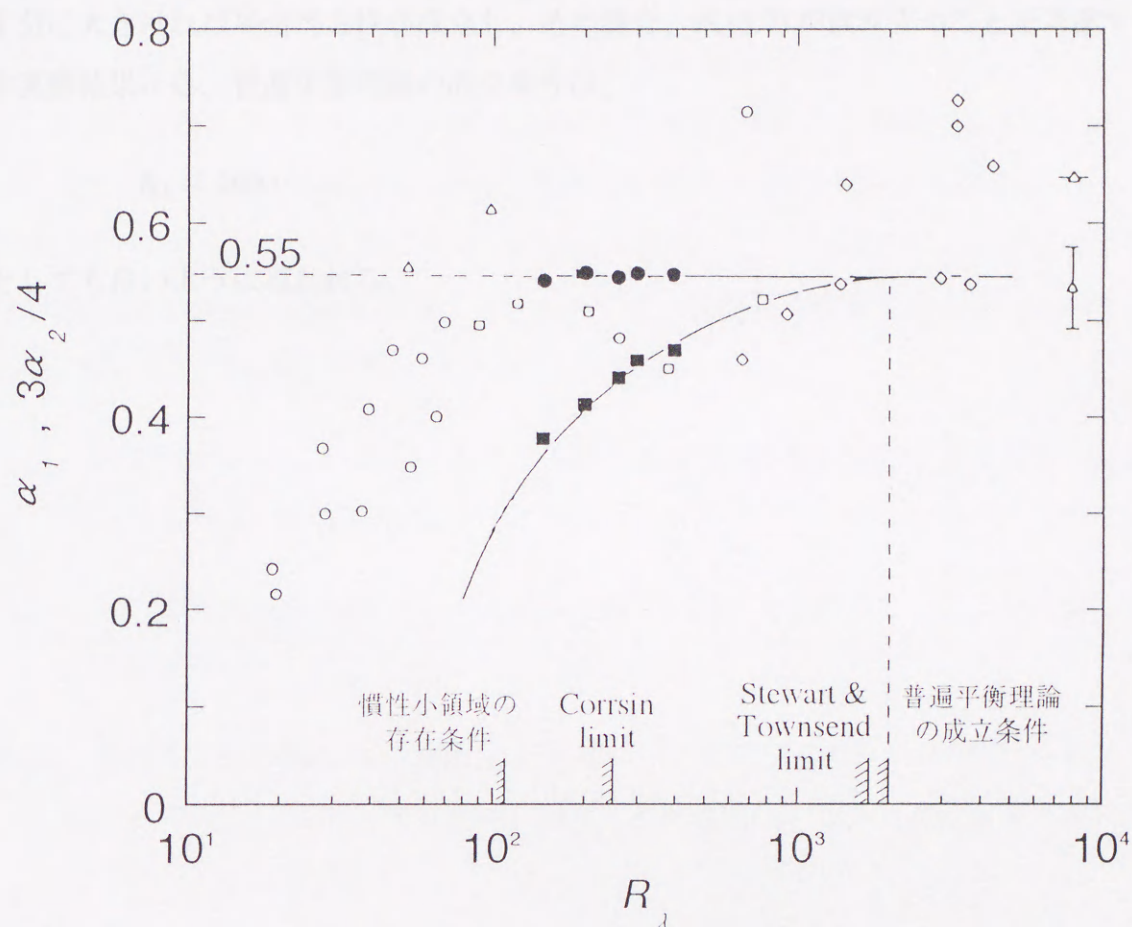


図5.11 Kolmogorov定数の乱流レイノルズ数依存性

Present work; \bullet : α_1 , \blacksquare : α_2

Kolmogorov constants were gathered
by Bradshaw(1967), Dickey & Mellor(1979)

α_1 ; \circ : Grid turbulence, \square : Shear flow
 \diamond : Atmospheric turbulence,
 \triangle : Numerical simulation

レイノルズ数範囲では乱流レイノルズ数依存性が残っており、 R_λ とともに増加している。この様な傾向から推察すると、 $R_\lambda \approx 2000$ の場合、式(5.7)が満足される可能性があると推察され、これは、Stewart & Townsendの条件を支持する結果である。乱流レイノルズ数が十分に大きければ局所等方性が成立し、その場合、式(5.7)が成り立つことを考慮すると、本実験結果から、普遍平衡理論の成立条件は、

$$R_\lambda \gtrsim 2000 \quad (5.9)$$

としても良いように思われる。

5.6 結言

本章では、乱流場の減衰過程とスペクトル分布の流れ方向変化を対応づけて説明した。また、エネルギースペクトル分布、非等方テンソルスペクトル、構造関数などの結果を基にして、新たに慣性小領域の最小渦スケール l_s や最小非粘性渦スケール l_i を導入した。また、最大等方渦スケール l_G (蒔田・飯田,1989)の妥当性を示し、波数領域において異方性や粘性の影響を受けない領域、すなわち、厳密な意味では慣性小領域の範囲を $l_i \sim l_G$ として決定した。これらの結果を基にして、Sedvin, Stegen & Gibson(1974)の手法により信頼性の高いKolmogorov定数を決定することができ、普遍平衡理論の成立条件を示した。具体的には、以下の結論を得た。

1. 非等方テンソルスペクトルによる解析は乱流場の平衡状態や局所等方性を議論するために有効な手段を与える。
2. 局所等方的な最大渦スケール(蒔田と飯田,1989)を用いることにより、慣性小領域の上限スケールを決定できることを証明した。
3. 慣性小領域の範囲は、一般的には等価インテグラルスケール l_0 と慣性小領域の最小渦スケール $l_s(= 11.5\eta)$ で、厳密には最小非粘性渦スケール l_i と最大等方渦スケール l_G で表わすことができる。
4. 慣性小領域の広さは、乱流レイノルズ数の約1.8乗で拡大し、その関係を用いて、 R_λ によって慣性小領域の広さを予測することが可能になった。
5. $R_\lambda \gtrsim 110$ の場合、慣性小領域がエネルギースペクトル中に存在する。その時、慣性小領域中の渦構造は等方的である。
6. $R_\lambda \gtrsim 2000$ で慣性小領域が2桁程度存在し、普遍平衡理論が成立する。
7. 乱流場が平衡状態に達するとKolmogorov定数もほぼ一定値を持つようになる。普遍平衡理論が成立する時のKolmogorov定数は $\alpha_1 = 3\alpha_2/4 \doteq 0.55$ である。

第6章

乱流場の微細構造

6.1 緒言

前章で説明したように本乱流場のエネルギースペクトル中の高波数領域には、ほぼ普遍的な平衡領域が存在するが、そこには乱流場の微細構造中に“間欠性”と呼ばれる乱流独特の構造が存在していることが知られている (Monin & Yaglom, 1975)。これは乱流場中に存在する微細な渦や散逸が時空間的に一様には存在していないことを意味している。この性質により、厳密には、普遍平衡理論を乱流場に適用することは不可能であり、これまでに、その修正理論 (Kolmogorov, 1962, Obukhov, 1962) や様々な乱流モデルが提案されている。

本章では、各波数領域の変動速度や変形速度に関して、乱流場の微細構造を調べるとともに、高次の構造関数を計算し、従来の乱流モデルの検証を行う。

6.2 乱流場の間欠性

速度変動のスペクトル分布は、通常、低波数領域、慣性小領域、粘性散逸領域の3つに分けられる (Hinze, 1959)。慣性小領域は、積分特性距離 L_{ux} などを用いて定義される場合もある (Landau & Lifshitz, 1959) が、必ずしも明確な定義があるわけではない。蒔田と飯田 (1990) は、より厳密な意味で、それを局所等方的な最大渦のスケール ℓ_G (蒔田と飯田, 1989) から粘性散逸最大の渦スケール ℓ_D までの範囲とすることを提案した (蒔田と飯田, 1990) が、本研究では第5.3節で慣性小領域の最小渦スケール ℓ_s や、最小非粘性渦スケール ℓ_i を提言した。Taylor の凍結仮説 (式 (3.9)) を用いると、渦スケール ℓ と周波数 f は以下の関係を持つ。

$$f = \frac{U}{2\pi\ell} \quad (6.1)$$

$R_\lambda = 393 (U=7\text{m/s})$ の乱流場中で、 $X/M = 100$ において $\ell_G = 60.2\text{mm}$ 、 $\ell_i = 6.98\text{mm}$ の値を持つので、各波数領域に相当する周波数は以下の様になる。

低波数領域 ($\sim 1/\ell_G$) : $\text{DC} \sim 18.5\text{Hz}$

慣性小領域 ($1/\ell_G \sim 1/\ell_i$) : $18.5\text{Hz} \sim 159.6\text{Hz}$

粘性散逸領域 ($1/\ell_i \sim$) : $159.6\text{Hz} \sim$

これらの周波数を遮断周波数とする帯域通過フィルターを用いて、本乱流場の変動速度から各波数領域に相当する周波数成分を抽出した波形の一例と、全波数領域の変動速度の時間微分値を図6.1に示す。なお、縦軸は各波数領域の変動速度成分の rms 値 $(\overline{u^2})^{1/2}$ を用いて、横軸は平均流速 U と各波数領域を代表する渦スケールを用いて無次元化した。なお、 U と各波数領域を代表する渦スケールにて定義される時間スケール ($(\text{代表渦スケール})/U$) の30倍の時間が、横軸の一目盛りに相当する。各図中にみられる波形の周期がほぼ同じであることから、平均流速と各波数領域を代表する渦スケールにて無次元化したことが、ほぼ妥当であることがわかる。

図6.1(a)に示した全波数領域の波形は、縦方向の積分特性距離 L_{ux} で無次元化されており、様々な周期と様々な振幅を有す乱流波形であることから、乱流発生装置により L_{ux} の数十倍に相当する周期を持った低波数領域の渦から高波数領域の渦まで種々のスケールを有する渦が誘起されている。図6.1(b)に示す低波数領域の波形も、 L_{ux} で無次元化されており、長周期で変動している変動に、ほぼ L_{ux} の周期で変動している変動が乗っていることが観測される。図6.1(c)に示した慣性小領域の波形の横軸は ℓ_G を用いて無次元化されているが、これは図6.1(b)の横軸を約6.6倍 ($\ell_G = 60.2\text{mm}$ 、 $L_{ux} = 398\text{mm}$) 拡大したことを意味する。慣性小領域の波形には、低波数領域の波形でみられた長周期の波動はなく、 ℓ_G 以下の周期の波が存在しているが、その振幅は一定ではない。このことから、波の振幅が大きい、すなわち、活発な運動をしている期間とそうでない期間が混在していることがわかる。その傾向は、粘性散逸領域の波形(図6.1d)でさらに顕著になる。図6.1(d)の横軸は、慣性小領域の波形の横軸をさらに約36倍 ($\ell_D = 1.66\text{mm}$ 、 $\ell_G = 60.2\text{mm}$) 拡大したものである。粘性散逸領域の波形は、短周期の乱流変動中に、小振幅で乱流運動が不活発な期間

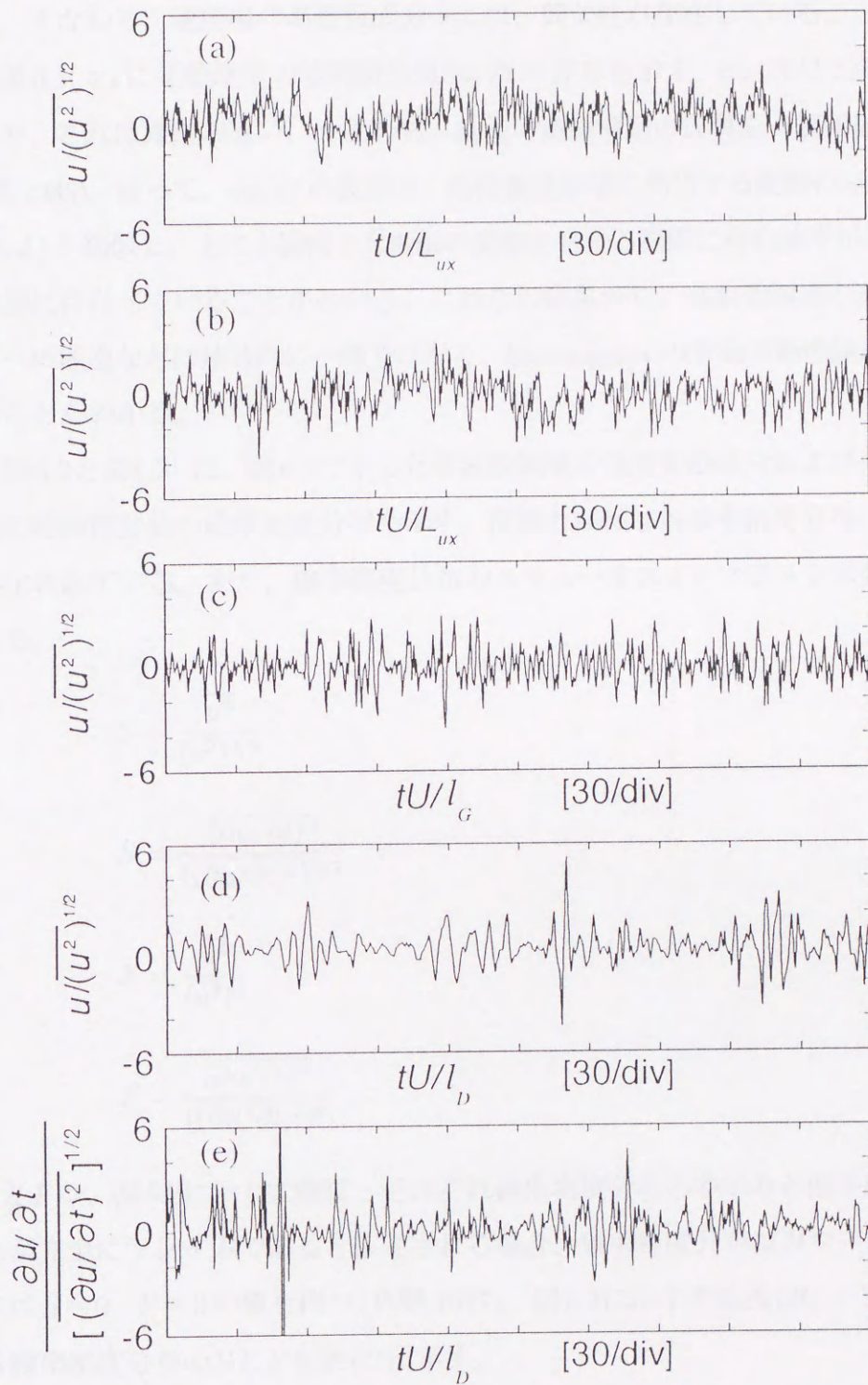


図6.1 変動速度の瞬間波形とその時間微分波形
 $(R_\lambda = 393, X/M = 100)$

と大振幅の活発な期間が明確に区別できるようになり、これらの期間が不規則に現れている。すなわち、速度場の高波数成分中には、間欠性が存在していることがわかる。

図6.1(e)に変動速度の時間微分値 $\partial u/\partial t$ の波形を示す。 $\partial u/\partial t$ は2点の速度差の極限であり、これは周期の速い、すなわち、乱流の微細構造の性質を一層明確に示すものである(巽,1986)。従って、 $\partial u/\partial t$ の波形は、粘性散逸領域に相当する変動のみを抽出した波形(図6.1 d)と類似し、主に小振幅と大振幅の変動を有する期間に存在確率が高く、すなわち、間欠的に存在していることがわかる。これらの結果から、高波数領域の速度場や乱流エネルギーの散逸などは統計的に一様ではなく、Kolmogorovの普遍平衡理論が厳密には成立しないことがわかる。

図6.2と図6.3に、図6.1で示した各波数領域の速度変動成分および全波数領域の速度変動の時間微分値の確率密度分布を示す。横軸と縦軸は各確率密度分布の標準偏差 σ にて規格化されている。また、確率密度分布のスキューネス S とフラットネス F は次式で定義される。

$$S = \frac{\overline{u^3}}{(\overline{u^2})^{3/2}} \quad (6.2)$$

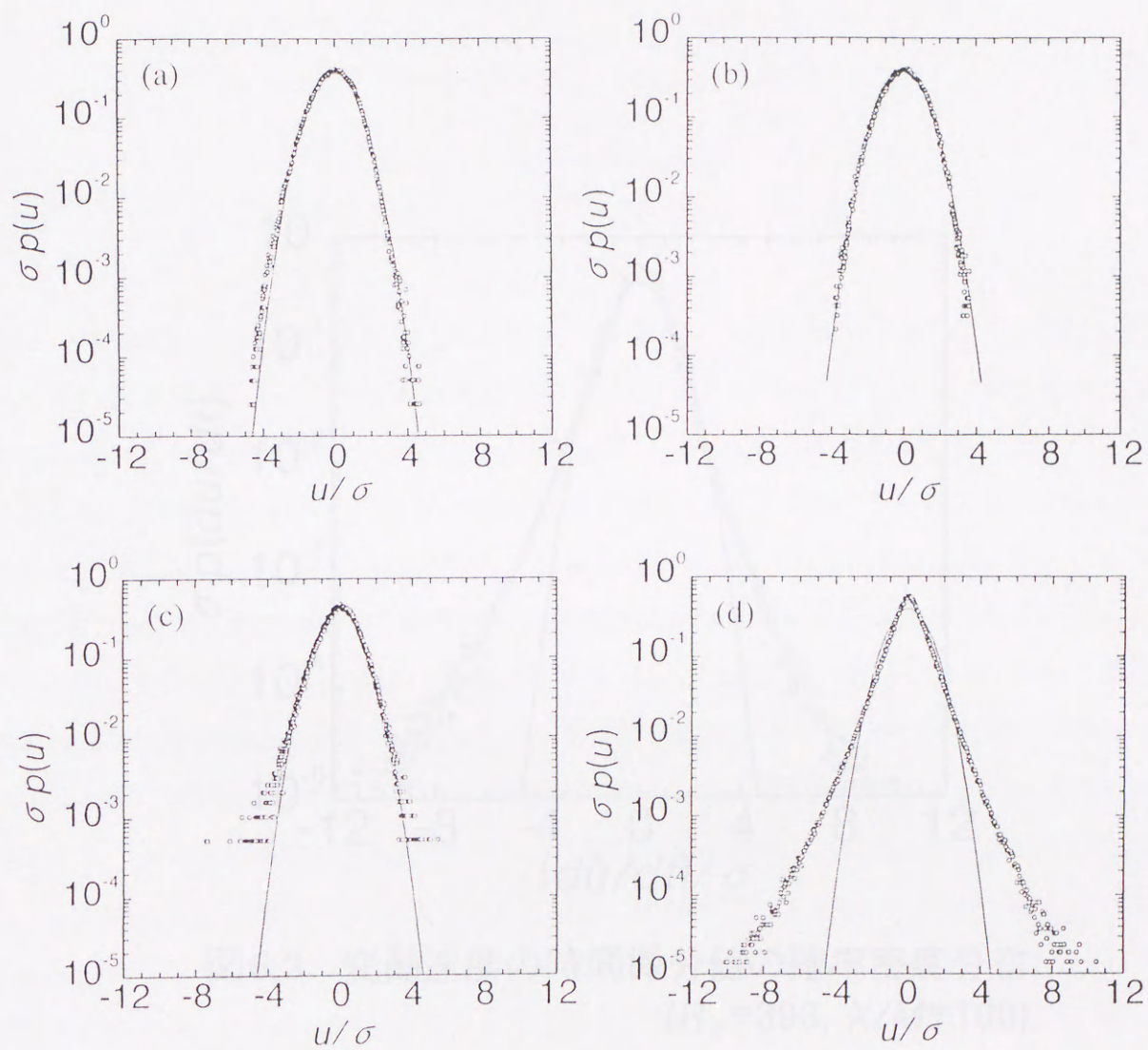
$$S = \frac{\overline{(\partial u/\partial t)^3}}{(\overline{(\partial u/\partial t)^2})^{3/2}} \quad (6.3)$$

$$F = \frac{\overline{u^4}}{(\overline{u^2})^2} \quad (6.4)$$

$$F = \frac{\overline{(\partial u/\partial t)^4}}{(\overline{(\partial u/\partial t)^2})^2} \quad (6.5)$$

S と F は、図6.2に示した様に、それぞれ確率密度分布のゆがみと偏平度を表すが、変動波形が完全にランダムであると仮定される場合、確率密度分布はガウス分布になり、その時には $S=0$ 、 $F=3$ の値を持つ(日野,1977)。図6.2に示す本乱流($R_\lambda = 393$)に関して求めた各確率密度分布の S と F を表6.1に示す。

図6.2(a)に示す全波数領域の確率密度分布は、 $u/\sigma \sim -4$ 付近で、ガウス分布から若干ずれているが、そこ以外の分布は、Simmons & Salter(1938)を始めとする多くの研究結果

図6.2 変動速度の確率密度分布 ($R_\lambda=393$, $X/M=100$)

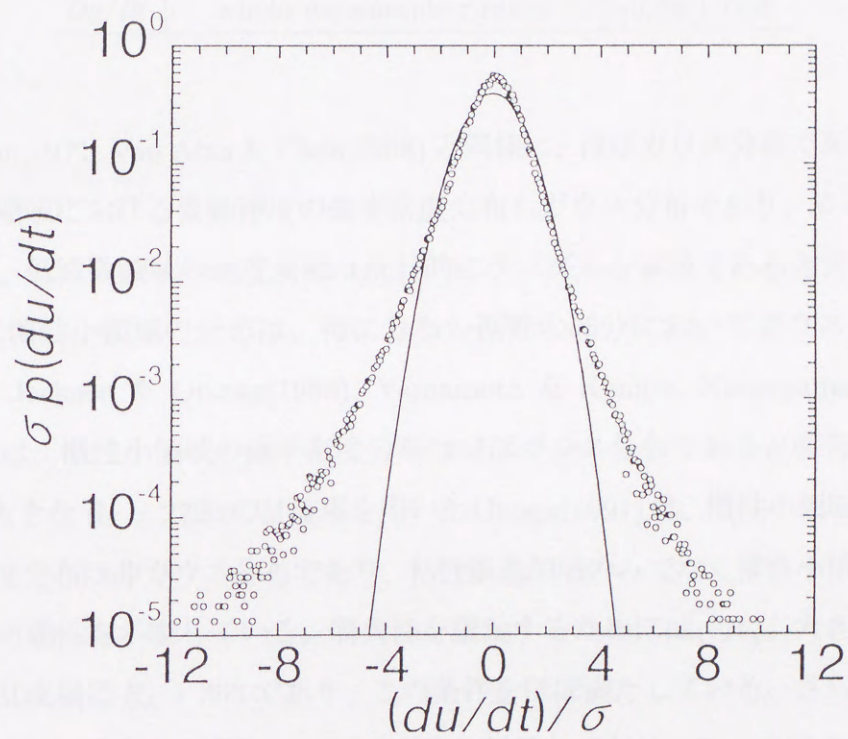


図6.3 変動速度の時間微分値の確率密度分布
 $(R_\lambda=393, X/M=100)$

Table 6.1: 各波数領域における変動速度成分とその微分値に関するスキューネス・フラットネス

	wave number range	S	F
u	whole wavenumber range	-0.17	3.12
u	low wavenumber range	-0.08	2.92
u	inertial subrange	-0.20	3.81
u	dissipation wavenumber range	-0.11	6.96
$\partial u / \partial t$	whole wavenumber range	-0.38	7.08

(Kuo & Corrsin, 1971, Van Atta & Chen, 1968) と同様に、ほぼガウス分布である。図 6.2 (b) に示す低波数領域における変動速度の確率密度分布もガウス分布であり、 $S \doteq 0$ 、 $F \doteq 3$ である。従って、低波数領域の速度変動は統計的にランダムな事象であると言える。

図 6.2 (c) に慣性小領域の分布は、特に分布の裾野の部分においてガウス分布からずれている。She, Jackson & Orszag (1988), Yamamoto & Kambe, Katsuyama, Horiuchi & Nagata (1994) は、慣性小領域の確率密度分布はほぼガウス分布であると報告している。しかし、極めて大きな $R_\lambda = 2720$ の乱流場を用いた Gagne (1991) は、慣性小領域において構造関数の確率密度分布は非ガウス分布であり、粘性散逸領域のみでなく慣性小領域にも間欠構造が存在する可能性を示唆している。間欠性を議論するためには、 R_λ が大きい乱流場が必要である。本乱流場は $R_\lambda = 393$ であり、この条件をほぼ満たしている。さらに、本研究では、第 5.3 節で慣性小領域の範囲についても厳密に議論しており、 $R_\lambda = 100$ の Yamamoto & Kambe (1991) の慣性小領域の確率密度分布よりも $R_\lambda = 393$ の本乱流場の方が非ガウス分布的であることや、Gagne (1991) の結果を考えると、乱流レイノルズ数が大きくなると、広い平衡領域が存在し、そこでは低波数領域の影響がなくなり、慣性小領域の間欠性が明確化されていく可能性がある。これは、渦のカスケード過程においてより小さな渦へエネルギーが輸送される場合にそれが選択的に分配されるとした β モデル (Frish, Sulem & Nelkin, 1978) や 3D BCS モデル (Hosokawa, 1991) などの仮定の妥当性を示唆している。

しかし、図 6.2 (d) の粘性散逸領域の分布や図 6.3 は、Kuo & Corrsin (1971) や Gagne (1988)、Hosokawa & Yamamoto (1989) も指摘するように、ガウス分布と異なり、小振幅と大振幅においてガウス分布の確率よりも大きく ($F > 3$)、高波数領域ほど間欠性が大きくなって

いることがわかる。また、負の大振幅の存在確率の方が正のものよりも大きい($S < 0$)。表 6.1 にみられる様に、高波数領域ほど顕著である。すなわち、高波数領域になるほど速度変動が活発な期間と不活発な期間が偏在するようになり、乱流場の微細構造中の間欠性が大きくなることがわかる。

なお、慣性小領域と粘性散逸領域に間欠構造が存在しているのに、全波数領域の瞬間波形(図 6.1 a) やその確率密度分布(図 6.2 a) に間欠性の特徴がほとんど現れないのは、これらの領域の性質がより大きなエネルギーを有する低波数領域の速度場の性質に埋もれてしまうためである。

6.3 間欠性を表す定数 μ

図 6.4 に、式 (6.3) と (6.5) で定義した変動速度の微分値 $\partial u / \partial t$ の S および F を示す。なお、これらの値は各 R_λ において本乱流場の自己保存性が保証される減衰区間での平均値である。比較のために、同図中に Van Atta & Antonia(1980) によってまとめられた実験結果も示す。 R_λ の増加にともない、 $-S$ と F は増加している。 S は乱流渦の伸びに関係しているとされ、これが負であることは渦糸が主流方向に引き伸ばされることを意味している(Tennekes, 1968)が、 R_λ が増加するほど、この傾向が顕著になることがわかる。また、 F に関しては、先述した様に、一見ランダムに見える乱流変動中においても、高波数領域では平均的な振幅を持つ変動に比べて小振幅変動と大振幅変動の存在確率が高いことを示し、 R_λ が大きいほど、微細構造の間欠性が強いことを示している。Van Atta & Antonia(1980) は、理論的に次の関係を導いた。すなわち、

$$\begin{aligned} S &\propto R_\lambda^{3(2c-3)}, n=3 \\ F &\propto R_\lambda^{6(c-2)}, n=4 \\ c &= \left\{ (\mu+8) - [(\mu+8)^2 - 16\mu]^{1/2} \right\} / (2\mu) \end{aligned} \quad (6.6)$$

ここで、 μ は修正された Kolmogorov スペクトル $E(k)$

$$E(k) \propto \epsilon^{2/3} k^{-5/3} (Lk)^{-\mu/9} \quad (6.7)$$

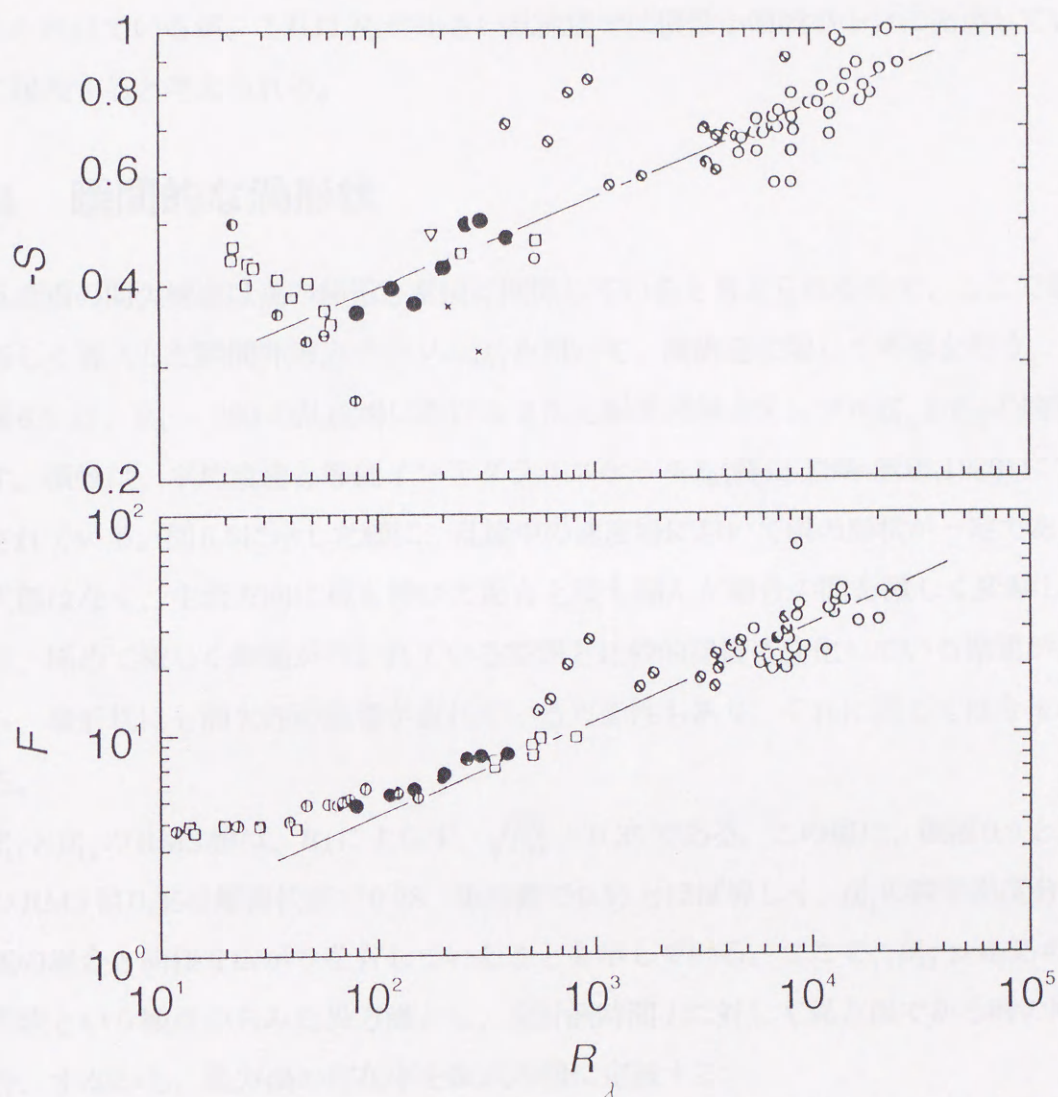


図6.4 変動速度の微分値の S, F の乱流レイノルズ数依存性
Present work; ●

Van Atta & Antonia(1980);

○:mixing layer, ⊙:atmosphere

□:circular jet, ×:two-dimensional duct

▽:two-dimensional wake, ⊗: grid turbulence

⊙⊗:pipe flow, ⊙⊗:grid turbulence and circular jet

を決定するためのパラメータである (Kolmogorov, 1962)。彼らは、図 6.4 の実験データから得られた図中の実線で示す $-S$ および F との関係より、式 (6.6) を用いて $\mu = 0.25$ を得た。本実験結果は、Van Atta と Antonia の結果を支持するものである。 $R_\lambda \lesssim 200$ の場合、 F が直線から外れているが、これは R_λ の小さい乱流場では慣性小領域が十分に発達していないことに起因すると考えられる。

6.4 瞬間的な渦形状

乱流場の間欠構造は渦の伸縮と密接に関係していると考えられるので、ここで第 2.4.2 節で新しく導入した瞬間非等方テンソル β_{ij} を用いて、渦構造に関して考察を行う。

図 6.5 に、 $R_\lambda = 393$ の乱流場における 2 次元瞬間非等方テンソル β'_{11} と β'_{12} の時間変化を示す。横軸は、平均流速と等価インテグラルスケール ℓ_0 (蒔田・岩崎・飯田, 1989) にて無次元化されている。図 6.5 に示した様に、乱流中の速度場において渦の形状が一定であるといった状態はなく、主流方向に最も伸びた場合と最も縮んだ場合の間を激しく変動している。なお、極めて激しく伸縮が行われている期間と比較的緩慢に変化している期間があることから、渦形状にも間欠性の影響が表れている可能性もあり、それに関しては今後の課題である。

β'_{11} と β'_{12} の RMS 値は、 R_λ によらず、 $\sqrt{\beta_{ij}^2} \doteq 0.35$ である。この値は、振幅 0.5 とした正弦波の RMS 値 0.354 (鋸歯状波で 0.28、矩形波で 0.5) とほぼ等しく、 β'_{ij} の確率密度分布は、正弦波の場合と同様な広がりを持つことを示している。ここで、 $\beta'_{11} > 0.35$ の場合を、渦形状という観点からみた異方渦とし、全計測時間 T に対して異方渦である時の時間 Σt の割合、すなわち、異方渦の存在率を次式の様に定義する。

$$\gamma_{\pm} = \frac{\Sigma t(|\beta'_{ii}| > 0.35)}{T} \quad (6.8)$$

一方、 β'_{12} に関しては、図 2.1 (b) に示す様に、最も異方的な状態の時に、 $\beta'_{12} = 0$ となるので、次の様に定義される δ_{\pm} は、瞬間的な異方性による速度変動成分間の運動量輸送の大きさを示す。

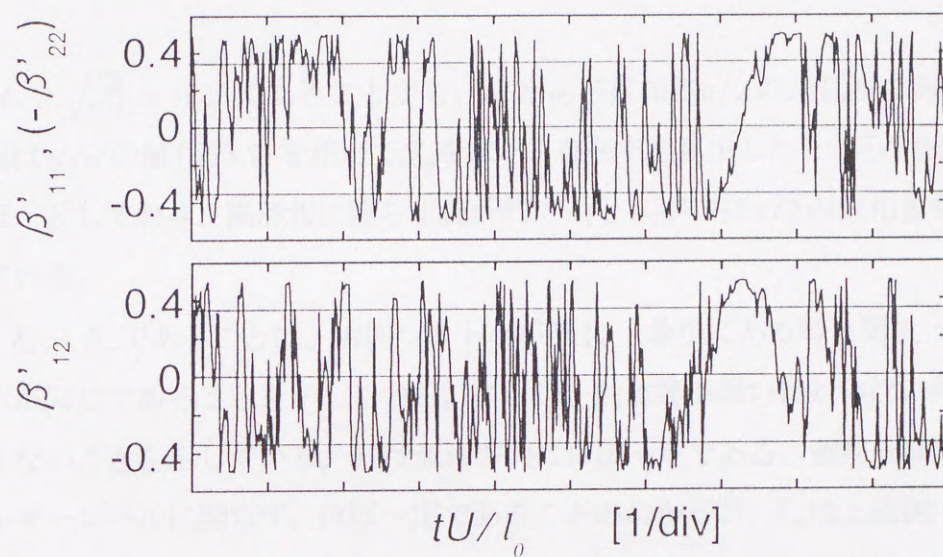


図6.5 2次元瞬間非等方テンソルの瞬間波形
 $(R_\lambda = 393, X/M = 100)$

6.5 高次相連関数

$$\delta_{\pm} = \frac{\sum t(|\beta'_{12}| < 0.35)}{T} \quad (6.9)$$

図6.6 に、 γ_{\pm} と δ_{\pm} の流れ方向変化を示す。 β'_{11} に関しては常に $\gamma_{+} > \gamma_{-}$ であり、本乱流場中の渦は常に伸縮を繰り返していても、葉巻型($u_1 > u_2$)の渦の存在率が高いことを示している。この傾向は上流側ほど顕著である。これは、第4章で示した様に本乱流場は下流に向かって等方化し、下流ほど異方渦の存在率 γ_{+} は低下しているが、その割合は等方化が終了し乱流場が自己相似状態となる $X/M = 90$ においても、 $\gamma_{+} = \gamma_{-}$ にはならず、葉巻型の渦の方がパンケーキ型($u_1 < u_2$)のものより確率的に多く存在し、その様な状態で平衡を保っている。

$\delta_{+} \doteq \delta_{-}$ 、 $\sqrt{\beta_{ij}^2} \doteq 0.35$ であることから、 u_1 と u_2 が位相差 $\pi/2$ の正弦波であると仮定し、その振幅は u'/v' の値(図3.7)を用いて β'_{ij} を求め、存在率を算出したところ、図6.6に示した値とほぼ一致しており、渦形状に関らず統計的に u_1 と u_2 がほぼ $\pi/2$ の位相差を持つことを示唆している。

また、 $\delta_{+} \doteq \delta_{-}$ であることは、瞬間ベクトルが第1、3象限にある時と第2、4象限にある時の確率が同じであることを示している。これは、乱流場が弱い軸対称性以外の強い構造物をもたないことを示している。 δ_{\pm} は流れ方向にほぼ一定である、運動量輸送率が異方度やエネルギーレベルに関らず、ほぼ一定であることがわかるが、 δ_{\pm} は上流側でわずかに大きな値を持ち、そこではレイノルズ応力の小さい状態が多く、強い異方性のため運動量輸送が若干低下していることを示している。

6.5 高次構造関数

一様性乱流の場合、 $p = 2, 3$ の構造関数は、それぞれ、2重、3重の相関関数と次のような関係がある(Monin & Yaglom, 1975)。すなわち、

$$\langle \delta u^3 \rangle = \overline{2u(x)^2} - \overline{2u(x)u(x+r)} \quad (6.10)$$

$$\langle \delta u^3 \rangle = \overline{6u(x)^2u(x+r)} \quad (6.11)$$

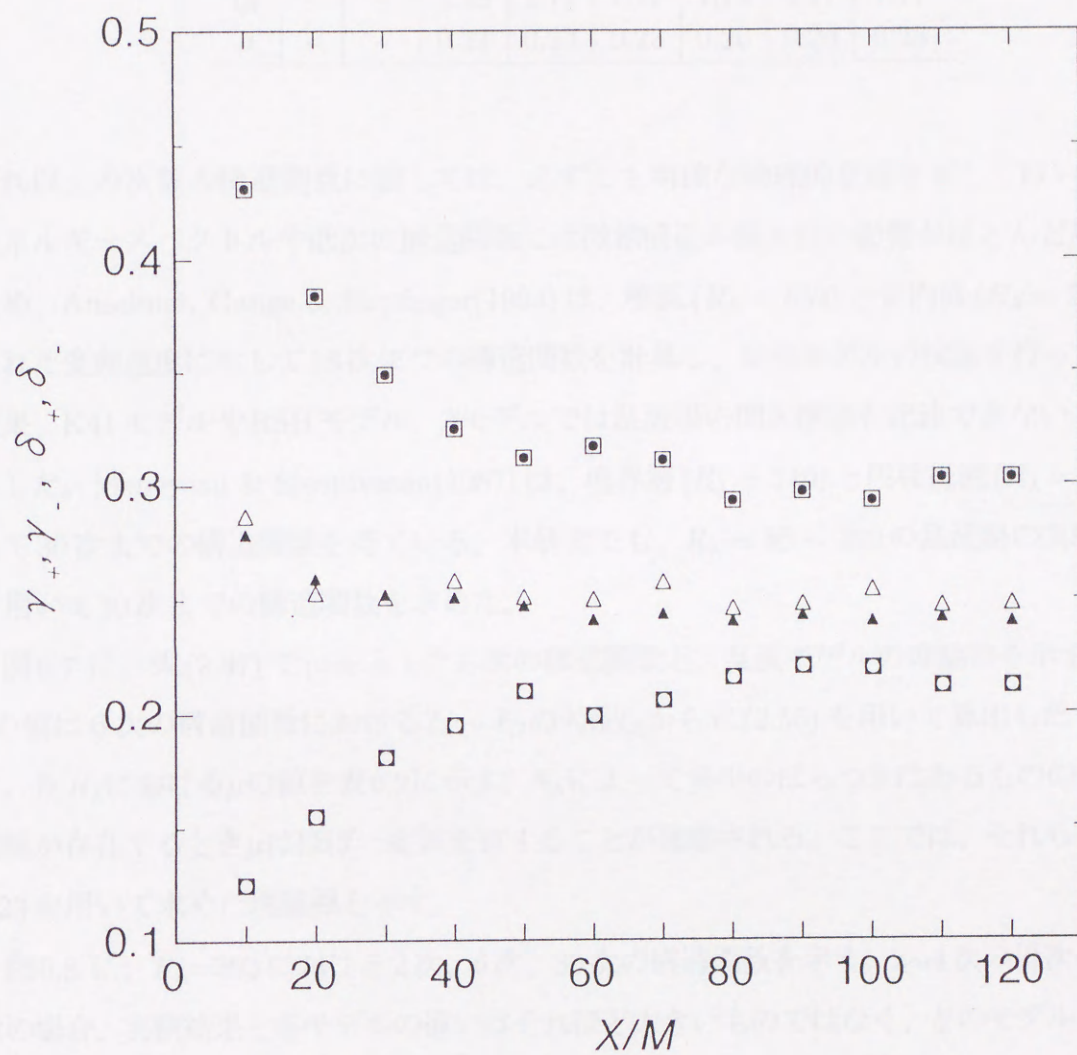


図6.6 異方渦の存在率の流れ方向変化

 β'_{11} ; ●: γ_+ , ○: γ_- , β'_{22} ; ■: γ_+ , □: γ_-
 β'_{12} ; ▲: δ_+ , △: δ_-

Table 6.2: 散逸に関する構造関数のべき指数 μ

R_λ	80	115	147	201	259	299	393	Ave.
ζ_6	-	-	1.79	1.77	1.77	1.74	1.77	1.77
μ	-	-	0.21	0.23	0.23	0.26	0.23	0.23

それ以上の次数の構造関数に関しては、必ずしも明確な物理的意味を有してはいないが、エネルギースペクトルや低次の構造関数には微細構造の間欠性の影響がほとんど現れないため、Anselmet, Gange & Hopfinger(1984)は、噴流($R_\lambda = 852$)と管内流($R_\lambda = 515$)で得られた変動速度に対して18次までの構造関数を計算し、乱流モデルの検証を行った。その結果、K41モデルやRSHモデル、 β モデルでは乱流場の間欠構造を記述できないことを報告した。Meneveau & Sreenivasan(1987)は、境界層($R_\lambda = 110$)と円柱後流($R_\lambda = 50$)に関して30次までの構造関数を得ている。本研究でも、 $R_\lambda = 80 \sim 393$ の乱流場の実験データを用いて30次までの構造関数を求めた。

図6.7に、式(2.47)で $p=6$ とした6次の構造関数と、乱流モデルの理論線を示す。なお、 μ の値は6次の構造関数における $\ell_i \sim \ell_G$ の勾配 ζ_6 から式(2.55)を用いて算出したものである。各 R_λ における μ の値を表6.2に示す。 R_λ によって多少のばらつきはあるものの、慣性小領域が存在するとき μ はほぼ一定値を有することが推察される。ここでは、それらの平均値0.23を用いて求めた理論線を示す。

図6.8に、 $R_\lambda=393$ における2次、6次、30次の構造関数を示す。2~4次の低次の構造関数の場合、実験結果と各モデルの違いはそれほど大きいものではなく、どのモデルを用いても実験結果に対して良好な近似を与える。しかし、構造関数の次数が大きくなるに従ってその差は明確になる。一点鎖線で示したKolmogorovのモデルの勾配は、実験結果のものよりも大きく、実験結果と大きく異なってくる。これは、K41モデルが間欠性を考慮せず、散逸が空間的に一様に分布していると仮定していることの不当性を示す。しかし、Anselmetら(1984)も指摘したように、間欠性を考慮したRSHモデルと β モデルも、K41モデルよりは良いものの、実験結果を完全に表すことはできない。

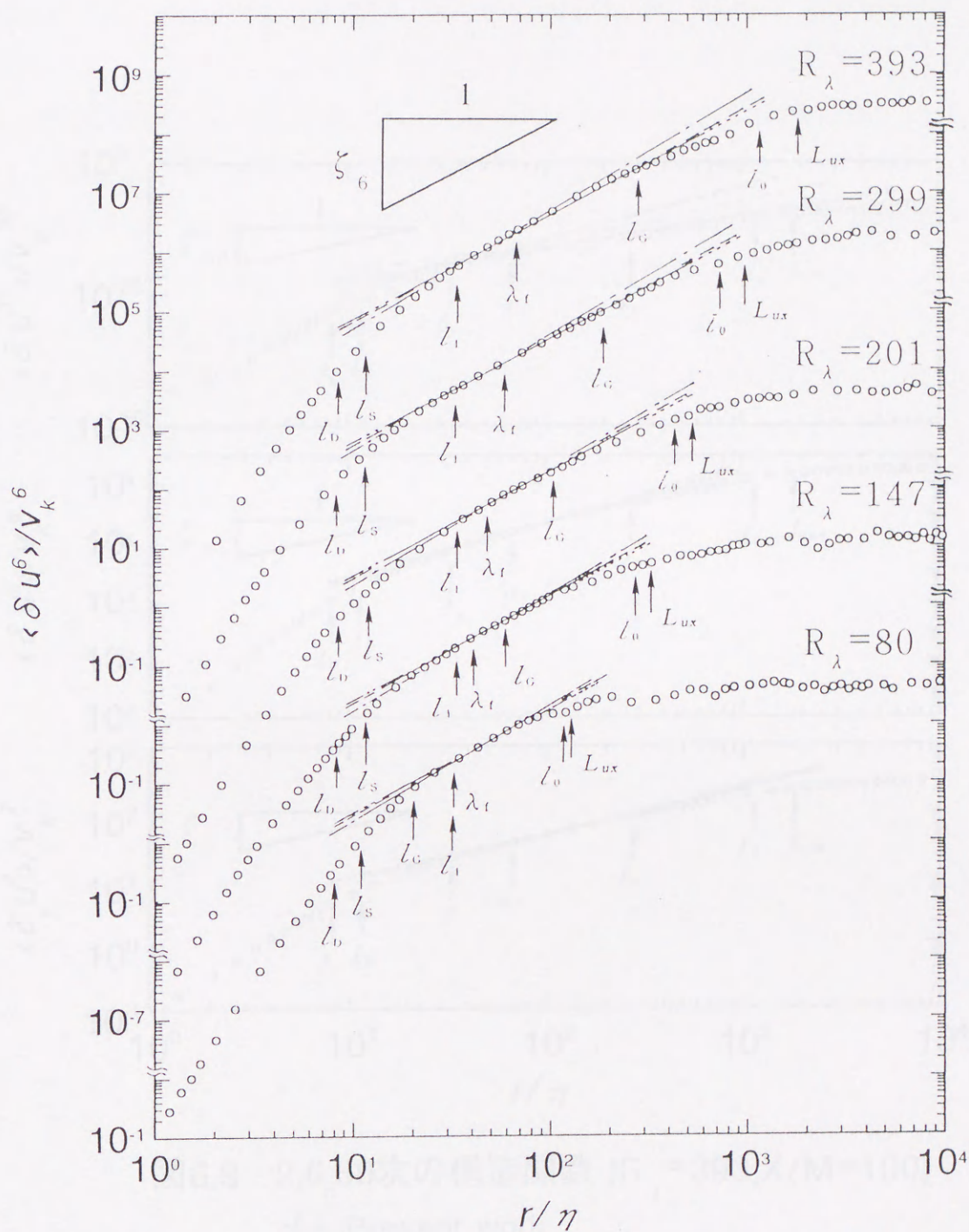


図6.7 6次の構造関数

- \circ : Present work,
 ---: K41, - - - -: RSH, ·····: β model
 - - - -: 3D binomial Cantor set model

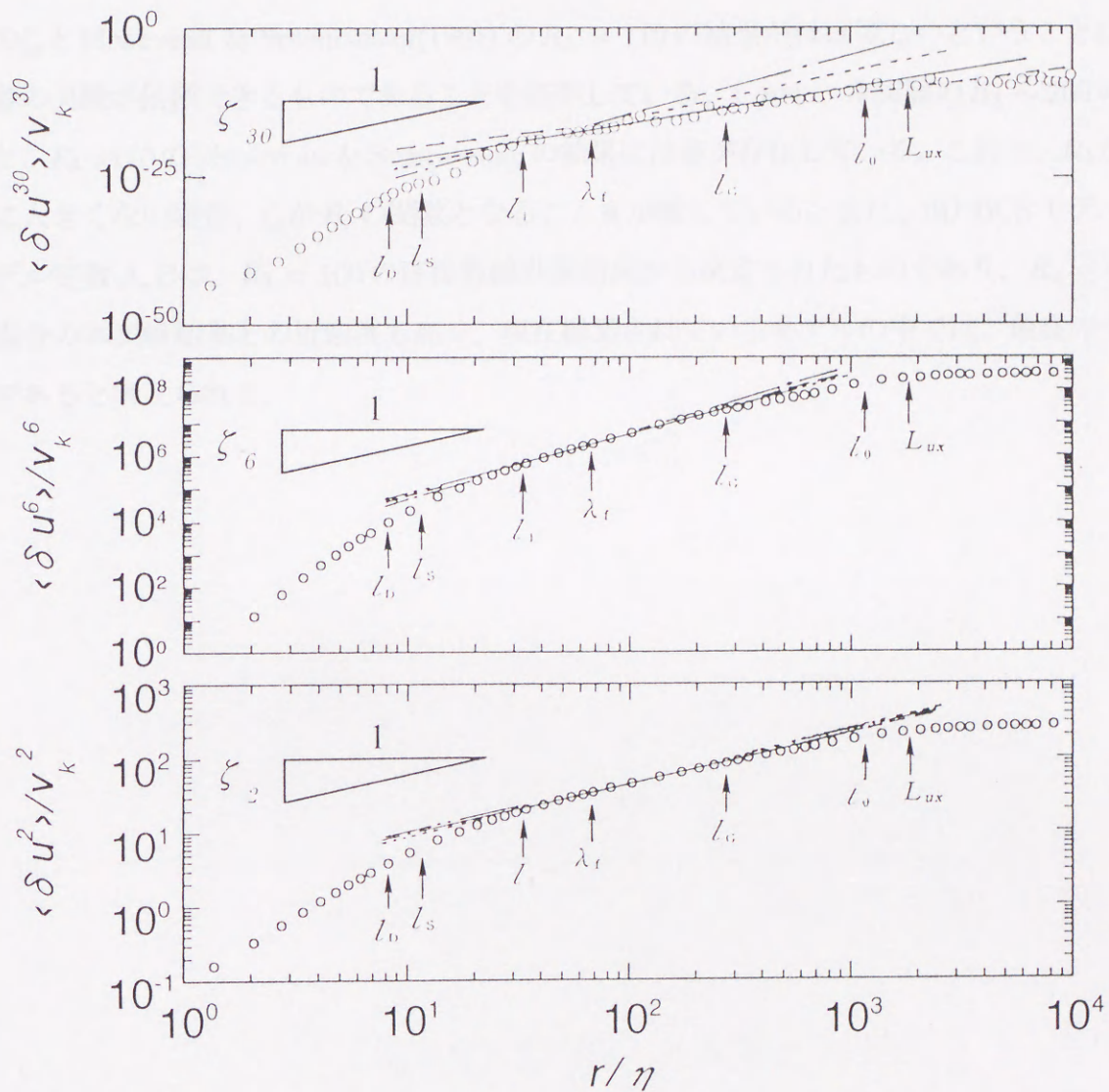


図6.8 2,6,30次の構造関数 ($R_\lambda = 393, X/M = 100$)

\bigcirc : Present work,
 --- : K41, - · - : RSH, · · · : β model
 - - - : 3D binomial Cantor set model

2次から30次までの構造関数を求め、その時の次数 p と慣性小領域の勾配 ζ_p との関係を、図6.9に示す。 $p < 5$ では、実験結果と各モデルはほぼ一致している。明確な慣性小領域が存在する $R_\lambda \gtrsim 200$ では、 ζ_p の値は、どの次数においてもほぼ一致した値が得られている。また、本研究におけるこれらの値と Anselmet らの $R_\lambda \sim 515, 852$ の結果が、また、 $R_\lambda = 147$ の ζ_p と Meneveau & Sreenivasan(1991)の $R_\lambda = 110$ の結果がほぼ等しいということは、両者の実験が信頼できるものであることを証明している。しかし、本実験の $R_\lambda \gtrsim 200$ の結果と、 $R_\lambda = 110$ の Meneveau & Sreenivasan の結果には差が存在している。これは、 R_λ が十分に大きくない場合、 ζ_p が R_λ の関数となることを示唆している。また、3D BCSモデルのモデル定数 A, B は、 $R_\lambda = 100$ の直接数値計算結果から決定されたものであり、 $R_\lambda = 147$ の場合の本実験結果との近似度も高く、現在提案されているモデルの中では、最良のモデルであると考えられる。



図6.9 勾配 ζ_p と次数 p の関係

Experiment:

Present work: $R_\lambda = 303, 172, 201, 147$

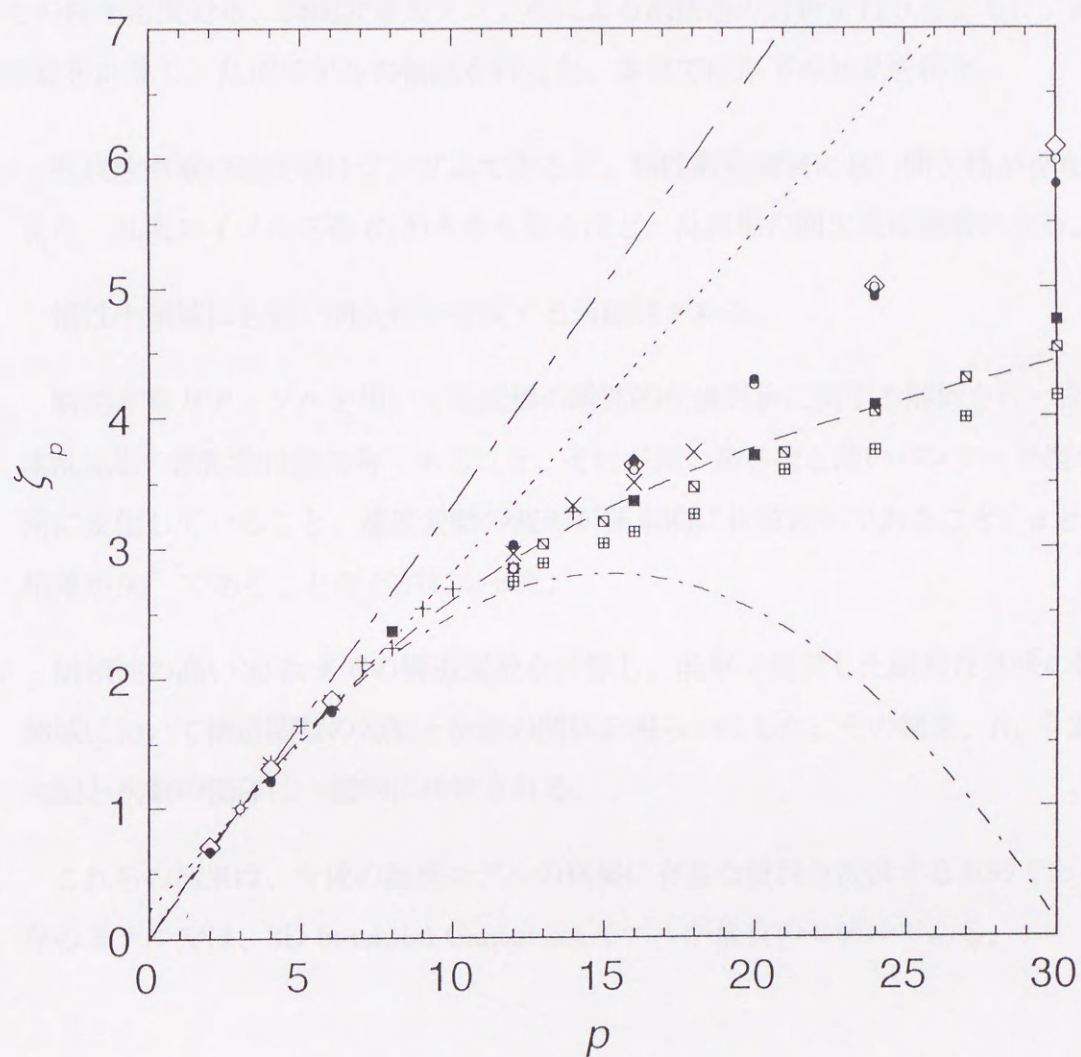
Anselmet et al.: $R_\lambda = 515, 1852$

Meneveau & Sreenivasan (1991): $R_\lambda = 50, 110$

Model:

— K41, $\zeta_p = \frac{p}{3}$, $\zeta_5 = 1$ model

- - - 3D minimum dissipation model

図6.9 勾配 ζ_p と次数 p の関係

Experiment;

Present work; ●: $R_\lambda = 393$, ○: 299, ◇: 201, ■: 147Anselmet et al.; ×: $R_\lambda = 515$, +: 852Meneveau & Sreenivasan; ▤: $R_\lambda = 50$, ▥: 110

Model;

---: K41, - · - · - : RSH, ·····: β model,

- - - - : 3D binomial Cantor set model

6.6 結言

本章では、乱流場の間欠構造や渦の異方性の特質を明らかにすることを試みた。波形解析やその確率密度分布、瞬間非等方テンソルによる渦構造の分析を行うとともに、高次の構造関数を計算し、乱流モデルの検証を行った。本章では以下の知見を得た。

1. 低波数領域の速度場はランダムであるが、粘性散逸領域に強い間欠性が存在する。また、乱流レイノルズ数 R_λ が大きくなるほど、乱流場の間欠性は顕著になる。
2. 慣性小領域にも弱い間欠性が存在する可能性がある。
3. 瞬間非等方テンソルを用いて乱流場の瞬間的な渦形状に関する解析を行った結果、本乱流場の渦形状は軸対称であること、それが細い葉巻型と薄いパンケーキ型の間で常に変化していること、速度変動の波形が基本的に正弦波的であること、 u と v の位相差が 90° であることなどがわかった。
4. 信頼性の高い30次までの構造関数を計算し、前章で提言した厳密な意味の慣性小領域において構造関数の勾配と次数の関係を明らかにした。その結果、 $R_\lambda \gtrsim 200$ で、勾配と次数の関係は一意的に決定される。
5. これらの結果は、今後の乱流モデルの構築に有益な資料を提供するものである。既存のモデルでは、3D binomial Cantor set モデルが最良のモデルである。

第7章

結論

乱流場の普遍的な性質を解明することを目的として、乱流発生装置を用いて風洞測定胴中に発生させた一様軸対称性乱流場を熱線流速計で計測し、本乱流場の統計的性質について調べた結果を、以下に総括する。

第1章では、本研究の歴史的背景とそれに立脚した本研究の目的とするところについて述べた。

第2章では、従来の乱流エネルギーの減衰則では予測不可能であった装置近傍の減衰挙動を予測することを可能にした。すなわち、乱流エネルギー方程式において、再分配項に関して Rotta(1951) のモデルを用いることで、他成分間でエネルギー交換が行われている区間においても、減衰過程を予測できるようにしたばかりでなく、その時のデータからでも粘性散逸のみにより減衰率を正確に決定できる減衰則を新しく導入した。また、乱流場の渦構造を解析するために、新しく非等方テンソルスペクトルと瞬間非等方テンソルを導入し、その物理的意味について述べた。

第3章では、本研究で用いる乱流場の実現、計測方法と本乱流場の基本的性質について説明した。また、熱線流速計を用いることによる誤差と Taylor の凍結仮説 (Taylor, 1938) を適用することによる誤差についても述べた。本乱流場の特徴は以下の通りである。

1. 平均流速を1 ~ 7m/sまで変化させて、 $R_\lambda = 80 \sim 393$ の範囲で7種類の乱流レイノルズ数を有する一様軸対称性乱流場を風洞中に実現した。
2. 本乱流場は、流れ方向距離 $X/M = 100$ において、最大12%以上の乱れ強度 u'/U と、400mm近いインテグラルスケール L_{ux} を有する大規模乱流場である。
3. 変動速度のエネルギースペクトル中に明確な慣性小領域が存在し、その領域は約2桁にもおよび、本乱流場は自然界に存在する乱流場に匹敵するものである。
4. 下流域において本乱流場の u'/v' は1.19と、格子乱流場のものと同程度であることから、本乱流場は準等方性乱流場である。

第4章では、乱流エネルギーと異方性の関係を調べることにより、本乱流場の減衰過程を明らかにした。第2章で導入した等方化を考慮したべき乗則を本乱流場に適用し、その妥当性を検証するとともに、減衰率の決定とその乱流レイノルズ数依存性を明らかにした結果、以下の結果を得た。

1. 乱流エネルギーと異方性の関係より、本乱流場の減衰過程を等方化区間と減衰区間に分類した。等方化区間では、 R_λ により等方化の能力が異なる。最終的に減衰が支配的な平衡状態に移移するが、そこでも乱流場は R_λ によって異なった性質を有する。
2. 乱流エネルギー q^2 に関してべき乗則を仮定すると、減衰の特性時間は流れ方向距離の1乗に比例して増加する。これを用いて仮想原点の新しい決定法を提案した。
3. 等方化を考慮した減衰法則により、装置に影響を強く受けている等方化区間での乱流エネルギーに関する実験データからでも、正確な減衰率を決定できることを示した。また、乱流エネルギーの減衰過程において、粘性散逸と等方化の影響を考慮することにより、乱流場の異方度に関らず、減衰率を決定することができた。
4. 乱流エネルギーの減衰率は、 $R_\lambda \gtrsim 110$ で乱流レイノルズ数の増加とともに減少し、乱流レイノルズ数が十分に大きい時の減衰率は、1.4前後の値に漸近する。

第5章では、第2.4.1節で導入した非等方テンソルスペクトルを用いて、局所等方性の検証を行った。これまで慣性小領域の範囲は明確ではなかったが、本研究では、スペクトル分布、非等方テンソルスペクトル、速度構造関数などの結果から、慣性小領域の最小渦スケールと最小非粘性渦スケールを実験的に定義した。これらの渦スケールを用いることにより慣性小領域の広さを明確に表わすことが可能となった結果、Kolmogorov 定数を正確に決定することができた。さらに、その乱流レイノルズ数依存性から普遍平衡理論の成立条件を推定した。以下に、主な結果をまとめる。

1. 最大等方渦スケール ℓ_G (蒔田と飯田, 1989) は、慣性小領域の上限スケールを与えることを実験的に証明した。また、その下限スケールは、最小非等方渦スケール ℓ_i で与えられる。
2. 慣性小領域の広さは、乱流レイノルズ数の約1.8乗で拡大することがわかった。慣性小領域の広さと、慣性小領域の広さを予測することを可能にした。
3. $R_\lambda \gtrsim 110$ の場合、エネルギースペクトル中に慣性小領域が存在し、そこでの渦構造はほぼ等方的である。また、乱流レイノルズ数 $R_\lambda \gtrsim 200$ の場合、慣性小領域におけるエネルギー輸送が平衡状態に達する。
4. 普遍平衡理論の成立条件は $R_\lambda \gtrsim 2000$ である。その時、慣性小領域が2桁程度存在し、その時の Kolmogorov 定数は $\alpha_1 = 3\alpha_2/4 \doteq 0.55$ であると推察される。すなわち、Stewart & Townsend (1951) の条件 $R_\lambda \gtrsim 1730$ は極めて妥当な推論である。

第6章では、低波数領域、慣性小領域、粘性散逸領域の速度成分を抽出し、その確率密度分布や、3次や4次のモーメントを求めることにより、微細構造の間欠的な性質の解明を試みた。また、実験的に変動速度から30次迄の構造関数を求め、次数と慣性小領域の勾配の関係を明らかにした。この結果は、Kolmogorov のモデルや微細構造の間欠性を考慮した乱流モデルの検証に役立つばかりでなく、今後の乱流モデルの構築において貴重な基礎データになるのもである。以下に、主な結果を示す。

1. 低波数領域の速度場はランダムであるが、慣性小領域と粘性散逸領域の乱流構造は間欠的であり、粘性散逸領域に強い間欠性が存在する。また、乱流レイノルズ数 R_λ

が大きくなるほど、乱流場の間欠性は顕著になる。

2. 信頼性の高い30次迄の構造関数を計算し、慣性小領域において慣性小領域の勾配と次数の関係を明らかにした。この結果は、今後の乱流モデルの構築に有益な資料を提供するものであり、既存のモデルでは、3D binomial Cantor set モデルが最良のモデルである。

以上に述べた様に本研究では、新しく一様性乱流場の減衰法則を導入し、装置近傍の減衰特性を予測することを可能にした。さらに、慣性小領域の最小渦スケール ℓ_s と最小非粘性渦スケール ℓ_i を提言し、それらの渦スケールと蒔田と飯田(1989)の最大等方渦スケールにて慣性小領域の範囲を明確に決定することができた。これにより、正確なKolmogorov定数と、慣性小領域における構造関数の勾配を決定した。また、非等方テンソルスペクトルや瞬間非等方テンソルなどを用いて、乱流場の渦形状に関する新しい解析手法を提案した。これらの成果が、今後の乱流研究の発達に役立つことを信ずるとともに、その基礎となれば幸いである。

謝辞

研究室に来てからの7年間という長い間、ご指導して頂いた蒔田秀治教授には、研究に関する事や研究者としての物の捕らえ方・考え方など様々な事を、未熟ものの私に対して常に寛大なお心で接し、熱心に教えて頂いたことに深く感謝しております。これから私が研究活動を行っていく時に、これまで教えて頂いたことを常に思い出し、努力していく所存であります。

三田地紘史教授、北田敏廣教授、北村健三助教授、鈴木新一助教授には、お忙しい中審査を引き受けてくださり、さらに、本研究をまとめるにあたり貴重なご助言を頂きました。深く感謝の意を表します。

現高知大学の佐々浩司助手、現ゼクセルの岩崎隆夫氏には、実験から解析、結果のまとめ方まで、研究上の様々なことを教えて頂き、御礼申し上げます。

現日立製作所の飯田明由氏には、本研究に関して貴重なご助言を頂き、感謝しております。

現豊和化成工業の沢田耕二氏には、実験上のこと、特に熱線流速計を使うにあたり電気回路について教えて頂き、有り難うございました。

現秋田高専の渡部英昭氏、現防衛庁の森重樹氏、現日立製作所の茂山正明氏、現アイセロ化学の小杉淳氏には、研究ばかりでなく色々と私が困っている時に助けて頂き、感謝しております。

D1の西沢啓君、現豊和化成工業の大江広行君、M2の村尾卓児君、大庭勝久君、渋谷進一君、文堂耕平君、M1の水野孝義君、B4の一郷正幸君には、本研究に関する学会発表や投稿の際に図面の製作や写真の焼き付けなどを手伝って頂き、深く感謝しております。また、M1の小杉暢良君、兼口武久君、B4の太田康之君、谷尚善君、松永剛君にも多くの御協力を頂きました。ここに記して謝意を表します。

平成8年2月28日

参考文献

1. Anselmet, F., Gagne, Y., Hopfinger, E.J. & Antonia, R.A., 1984
"High-order velocity structure functions in turbulent shear flows"
J.Fluid Mech., 140, p63-89.
2. Attonia, R.A. & Danh, H.Q., Phys. Fluids 20 (1977) 1050.
3. Batchelor, G.K., 1953
"The theory of homogeneous turbulence."
Cambridge Univ. Press.
4. Batchelor, G.K. & Townsend, A.A., 1948
"Decay of isotropic turbulence in the initial period."
Proc. Roy. Soc. A193, p539.
5. Batchelor, G.K. & Townsend, A.A., 1949
"The nature of turbulent motion at large wave-numbers."
Proc. Roy. Soc. A, 199, p238.
6. Benzi, R., Paladin, G., Parisi, G., & Vulpiani, A., 1984
"On the multifractal nature of fully developed turbulence and chaotic systems"
J.Phys., A17, p3521-3531.
7. Betchov, R., 1958
"On the fine structure of turbulent flows"
J.Fluid Mech., 3, p205-216.
8. Birkhoff, G., 1954
"Fourier synthesis of homogeneous turbulence"
Comm. Pure Appl. Math. 7, p19-44.
9. Boussinesq, J., 1877
"Essai sur la théorie des eaux courantes."
Mém.Acad.Sci.Paris, 23, p1-680.

10. Bradshaw, P., 1967
"Conditions for the existence of an inertial subrange in turbulent flow"
NPL Aero. Report No.3603.
11. Bruun, H.H., 1975
"Interpretation of X-hot-wire signals"
DISA Information, 18, p5-10.
12. Champagne, F.H., Harris, V.G. & Corrsin, S., 1970
"Experiments on nearly homogeneous turbulent shear flow"
J. Fluid Mech. 41 p81-139.
13. Champagne, F.H., 1978
"The fine-scale structure of the turbulent velocity field."
J. Fluid Mech. 86 p67-108.
14. Chen, S., Doolen, G., Kraichnan, R.H., & She, Z.S., 1993
"On statistical correlations between velocity increments and locally averaged dissipation in homogeneous turbulence"
Phys.Fluid, A5, p458-475.
15. Comte-Bellot, G. & Corrsin, S., 1966.
"The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence"
J. Fluid Mech. 25, p657-682.
16. Comte-Bellot, G. & Corrsin, S., 1971
"Simple Eulerian time correlation of full-and narrow-band velocity signals in grid-generated, isotropic turbulence."
J. Fluid Mech., 48, p273-337.
17. Choi, K.S., 1983
"A study of the return to isotropy of homogeneous turbulence"
Ph.D.Thesis, Cornell Univ.
18. Corrsin, S., 1958
"Local isotropy in turbulence shear flow"
NACA RM 58B11.
19. Corrsin, S., 1962
"Turbulent dissipation fluctuations"
Phys.Fluids, 5, p1301-1302.
20. Corrsin, S., 1963
"Turbulence: Experimental Methods"
Handbuch der Physik, Fluid Dynamics, 524, Springer-Berlag.
21. Dickey, T.D. & Mellor, G.L., 1979
"The Kolmogoroff $r^{2/3}$ law"
Phys.Fluids, 22, p1029-1032.

22. Dryden, H.L., 1941
"Isotropic turbulence in theory and experiment"
T.von Kármán Anniv. Vol., p85.
23. Frish, U., Sulem, P.L., & Nelkin, M., 1978
"A simple dynamical model of intermittent fully developed turbulence"
J.Fluid Mech., 87, p719-736.
24. Gad-el-Hak, M. & Corrsin, S., 1974
"Measurements of the nearly isotropic turbulence behind a uniform jet grid"
J. Fluid Mech. 62, p115-143.
25. Gagne, Y., 1991
"Properties of fine scales in high Reynolds number turbulence"
in Advances in Turbulence 3, p22-33.
ed. A.V.Johansson & P.H.Alfredsson, Springer-Verlag.
26. Gagne, Y., Hopfinger, E.J. & Frisch, U., 1990
"A new universal scaling for fully developed turbulence:
the distribution of velocity increments"
in New Trends in Nonlinear Dynamics and Pattern-Forming Phenomena,
NATO ASI, 237, p315-319, eds. P.Couillet & P.Huerre, Plenum Press, New York.
27. Gence, J.N. & Mathieu, J., 1980
"The return to isotropy of an homogeneous turbulence having been submitted
to two successive plane strains"
J.Fluid Mech., 101, p555-566.
28. Gibson, C.H., Stegen, G.R. & Williams, R.B., 1970
"Statistics of the fine structure of turbulent velocity and temperature fields
measured at high Reynolds number"
J. Fluid Mech., 41, p153-167.
29. Grant, H.L., Stewart, R.W., & Moillet, A., 1962
"Turbulence spectra from a tidal channel"
J.Fluid Mech., 12, p241-268
30. Heisenberg, W., 1948
"Zur statistischen theorie der turbulenz"
Z. Phys., 124, p628
31. Herring, J.R., & Kraichnan, R.H., 1979
"A numerical comparison of velocity-based and strain-based Lagrangian-history
turbulence approximations"
J.Fluid Mech., 91, p581-597.

32. 日野幹雄, 1977
"スペクトル解析"
朝倉書店
33. Hinze, J.O., 1975
"Turbulence (Second Edition)."
McGraw Hill
34. Hosokawa, I., 1991
"Turbulence models and probability distributions of dissipation and relevant quantities in isotropic turbulence"
Phys. Rev. Lett., 66, p1054-1057.
35. Hosokawa, I., & Yamamoto, K., 1989
"Fine structure of a directly simulated isotropic turbulence"
J. Phys. Soc. Japan., 58, p20-23.
36. Jiménez, J., Wray, A.A., Saffman, P.G., & Rogallo, R.S., 1993,
"The structure of intense vorticity in homogeneous isotropic turbulence"
J. Fluid Mech., 255, p65-90.
37. Kármán, T.v., 1930
"Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz."
Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math-Phys. Kl., 58; Coll. Works, 2, p322-336
38. Katsuyama, T., Horiuchi, Y., & Nagata, K., 1994
"Intermittency and scaling property of band-pass-filtered signals in moderate-Reynolds-number turbulent flows"
Phys. Rev. E, 49, p4052-4059.
39. Kida, S., & Murakami, Y., 1987
"Kolmogorov similarity in freely decaying turbulence"
Phys. Fluid, 30, p2030-2039.
40. Kistler, A.L. & Vrebalovich, T., 1966
"Grid turbulence at large Reynolds numbers"
J. Fluid Mech., 26, p37-47.
41. Kolmogoroff, A.N., 1941
"The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number"
Dokl. Akad. Nauk SSSR 30, p9-13.
(reprinted in Proc. R. Soc. London A, 434, p9-13.)
42. Kolmogorov, A.N., 1962
"A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number."
J. Fluid Mech. 13, p82-85.

43. Kraichnan, R.H., 1966
"Isotropic turbulence and inertial-range structure"
Phys. Fluids, 9, p1728-1752.
44. Kuo, A.Y-S. & Corrsin, S., 1971
"Experiments in internal intermittency and fine-structure distribution function
in fully turbulent fluid."
J. Fluid Mech. 50, p285-320.
45. Kuo, A.Y-S. & Corrsin, S., 1972
"Experiment on the geometry of the fine-structure regions in fully
turbulent fluid"
J. Fluid Mech., 56, p447-479.
46. Kuznetsov, V.R., Praskovsky, A.A., & Sabelnikov, V.A., 1992
"Fine-scale turbulence structure of intermittent shear flows"
J. Fluid Mech., 243, p595-622.
47. Landau, L.D. & Lifschitz, E.M., 1963
"Fluid Mechanics"
Pergamon Press.
48. Lin, C.C., 1953
Quart. Appl. Math., 10, p295.
49. Ling, S.C., Huang, T.T., 1970
"Decay of weak turbulence"
Phys. Fluids, 13, p2912-2924
50. Ling, S.C., Wan, C.A., 1972
"Decay of isotropic turbulence generated by mechanically agitated grid"
Phys. Fluids, 15, p1363-1369
51. Loitsiansky, L.G., 1939
"Some basic laws of isotropic turbulent flow"
Rep. Cent. AeroHydrodyn. Inst. No.440, Moscow.
(英訳: NACA TM No.1079, 1945)
52. Lumley, J.L., 1965
"Interpretation of time spectra measured in high-intensity shear flows"
Phys. Fluids, 8, p1056-1062.
53. Lumley, J.L. & Newman, G., 1977
"The return to isotropy of homogeneous turbulence"
J. Fluid Mech. 82, p161-178.
54. Makita, H., Miyamoto, S., 1983
"Generation of high intensity turbulence and control of its structure"

- in a low wind tunnel"
Proc.2nd Asian Cong of Fluid Mech., p101
55. 蒔田・佐々・岩崎・飯田, 1987a
"大規模乱流場の特性の評価(第1報, 乱流発生装置の性能について)"
機論, 53-495, B, p3173-3179.
56. 蒔田・佐々・岩崎・飯田, 1987b
"大規模乱流場の特性の評価(第2報, 乱流の諸統計量について)"
機論, 53-495, B, p3180-3186.
57. 蒔田・岩崎・飯田・佐々, 1988
"大規模乱流場の特性の評価(第3報, 乱流場の渦スケールと異方性について)"
機論, 54-497, B, p37-44.
58. 蒔田・飯田・佐々, 1988
"大規模乱流場の特性の評価
(第4報, 乱流レイノルズ数と Kolmogorov 定数について)"
機論, 54-505, B, p2333-2339.
59. Makita, H., 1991
"Realization of a large-scale turbulence field in a small wind tunnel"
Fluid Dynamics Research, 8, 53-64.
60. Makita, H. & Sassa, K., 1991
"Active turbulence generation in a laboratory wind tunnel"
Advance in Turbulence 3(Springer-Berlag), p497-505.
61. 蒔田・飯田, 1988
"大規模乱流場の諸統計量の決定に関する実験的研究"
第20回乱流シンポジウム講演集, p102-107.
62. 蒔田・飯田, 1989
"高レイノルズ数乱流場の統計的性質(第1報, 局所等方性理論の検証)"
機論, 55-515 B, p1847-1854.
63. 蒔田・飯田, 1990a
"高レイノルズ数乱流場の統計的性質
(第2報, 三次元エネルギースペクトルの測定)"
機論, 56-522, B, p342.
64. 蒔田・飯田, 1990b
"高レイノルズ数乱流場の統計的性質
(第3報, 自己相似性と普遍平衡理論について)"
機論, 56-522, B, p351.
65. 蒔田・岩崎, 1988
"軸対称異方性乱流場の実験的解析(第1報, 軸対称乱流場の発生とその減衰過程)"
機論, 54-505 B, p2408-2415.

66. 蒔田・岩崎, 1989a
"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)"
機論, 55-516 B, p2221-2229.
67. 蒔田・岩崎, 1989b
"軸対称異方性乱流場の実験的解析
(第3報, 軸対称乱流場の非等方テンソル、渦スケールの非等方性および
確率密度分布)"
機論, 55-517 B, p2642-2649.
68. 蒔田・岩崎, 1989c
"軸対称異方性乱流場の実験的解析 (第4報, 軸対称乱流場の等方化モデルの検証)"
機論, 55-517 B, p2650-2656.
69. 蒔田・岩崎, 1990
"軸対称異方性乱流場の実験的解析 (第5報, 軸対称乱流の等方化モデルの提案)"
機論, 56-522 B, p367-373.
70. 蒔田・岩崎, 1991
"軸対称異方性乱流場の実験的解析
(第6報, 波数空間内におけるエネルギー輸送機構)"
機論, 57-537 B, p1658-1664.
71. 蒔田・関下, 1996a
"一様等方性乱流の減衰特性"
機論, 62-594, B, p466-473
72. 蒔田・関下, 1996b
"高レイノルズ数乱流の微細構造"
機論, 掲載決定済み (論文No.96-0074).
73. 蒔田・関下, 1996c
"普遍平衡理論の実験的検証"
機論, 投稿中.
74. 蒔田・南, 1995
"三次元異方性乱流場の減衰過程に関する実験的研究"
機論, 61-581 B, p26-33.
75. Mandelbrot, B.B., 1974
"Intermittent turbulence in self-similar cascades: divergence of high moments
and dimension of the carrier"
J.Fluid Mech., 62, p331-358.
76. Meneveau, C., & Sreenivasan, K.R., 1987
"Simple multifractal cascade model for fully developed turbulence"
Phys.Rev.Lett., 59, p1424-1427.

77. Meneveau, C., & Sreenivasan, K.R., 1991
"The multifractal nature of turbulent energy dissipation"
J.Fluid Mech., 224, p429-484.
78. Mohamed, M.S. & LaRue, J.C., 1990
"The decay power law in grid-generated turbulence"
J. Fluid Mech. 219, p195-214.
79. Monin, A.S., & Yaglom, A.M., 1975
"Statistical Fluid Mechanics vol.1,2"
ed. J.Lumley, MIT Press, Cambridge, MA.
80. 長野・田川, 1988
"熱線による測定に伴う誤差の解析"
機論, 54-503 B, p1642-1648
81. Obukhov, A.M., 1962
"Some specific features of atmospheric turbulence"
J.Fluid Mech., 13, p77-81.
82. 生出・山本・細川, 1994
"DNSに基づく等方性乱流の微細構造解析"
第26回乱流シンポジウム講演論文集, p370-373.
83. Orszag, S.A., 1973
"Statistical Theory of Turbulence"
in Fluid Dynamics, les Houches Summer School, ed. Gordon & Breach, 1977.
84. Park, J.T., 1976
Ph.D.thesis, University of California, San Diego (1976)
85. Parisi, G. & Frisch, U., 1985
"On the singularity structure of fully developed turbulence"
in Turbulence and Predictability in Geophysical Fluid Dynamics,
ed. M.Ghil, R.Benzi & G.Parisi, North-Holland, Amsterdam.
86. Penven, L.L., Gence, J.N., & Comte-Bellot, G., 1985
"On the approach to isotropy of homogeneous turbulence:
effect of the partition of kinetic energy among the velocity component"
Frontiers in Fluid Mech., p1-21, Springer-Verlag.
87. Pond, S. & Stewart, R.W., 1965
Izv. Atmos. Ocean. Phys. 1, p530.
88. Reynolds, O., 1985,
"On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination
of the criterion."
Phil.Trans.R.Soc. London, A 186, p123-64.; Sci.Pap., 2, p535-77.

89. Rotta, J.C., 1951
"Statistische theorie nichthomogener turbulenz"
Z.Phys., 129, p547-572.
90. Rotta, J.C., 1972
"Turbulente strömungen"
Teubner, Stuttgart, (日本語版: 大路訳, "乱流", 岩波書店)
91. Saddoughi, S.G., & Veeravalli, S.V., 1994
"Local isotropy in turbulence boundary layers at high Reynolds number"
J.Fluid Mech., 268, p333-372.
92. Saffman, P.G., 1968
"Lectures on homogeneous turbulence"
in Topics in nonlinear physics, ed. N.J.Zabusky, Springer-Verlag, p485-614.
93. 斎藤・佐藤, 1974
"大気の乱れを風洞の中につくる一方法"
乱流シンポジウム講演論文集, p103.
94. Schedvin, J., Stegen, G.R. & Gibson, C.H., 1974
"Universal Similarity at high grid Reynolds numbers"
J.Fluid Mech., 65, p561-579.
95. She, Z.S., Jackson, E. & Orszag, S.A., 1988
"Scale-dependent intermittency and coherence in turbulence"
J. Sci. Comput. 3, p407-434.
96. She, Z.S., et al., 1993
"Reynolds number dependence of isotropic Navier-Stokes turbulence"
Phys.Rev.Lett., 20, p3251-3254.
97. Sheih, C.M., Tennekes, H., & Lumley, J.L., 1971
"Airborne hot-wire measurements of the small-scale structure of atmospheric turbulence"
Phys.Fluids, 14, p201-215.
98. Siggia, E.D., 1981
"Numerical study of small-scale intermittency in three-dimensional turbulence"
J. Fluid Mech. 107, p375-406.
99. Simmons, L.F.G., & Salter, C., 1934
"Experimental investigation and analysis of the velocity variations in turbulent flow"
Proc.Roy.Soc., A145, p212.
100. Simmons, L.F.G., & Salter, C., 1938
"An experimental determination of the spectrum of turbulence"
Proc.Roy.Soc., A165, p73.

101. Sirivat, A. & Warhaft, Z., 1983
"The effect of a passive cross-stream temperature gradient on the evolution of temperature variance and heat flux in grid turbulence"
J. Fluid Mech. 128, p323-346.
102. Sreenivasan, k. & Tavoularis, S. & Corrsin, S., 1980
"Temperature fluctuations and scale in grid-generated turbulence"
J. Fluid Mech., 100, p597-621.
103. Stewart, R.W., 1951
"Triple velocity correlations in isotropic turbulence"
Proc. Cambridge Philos. Soc., 47, p146.
104. Stewart, R.W. & Townsend, A.A., 1951
"Similarity and self-preservation in isotropic turbulence"
Phil. Trans. Roy. Soc., A, 243, p359.
105. Tassa, Y., Kamotani, Y., 1975
"Experiments on turbulence behind a grid with jet injection in downstream and upstream direction"
Phys. Fluids 18, p411-414.
106. 巽友正編, 1986
"乱流現象の科学"
東京大学出版会
107. Tatsumi, T. & Kida, S., 1980
"The modified cumulant expansion for isotropic turbulence at large Reynolds numbers"
J. Phys. Soc. Japan, 49, p2014-2025.
108. Taylor, G.I., 1935
"Statistical theory of turbulence."
Proc. R. Soc. London A, 151, p421-478.
109. Taylor, G.I., 1938
"The spectrum of turbulence."
Proc. R. Soc. London A, 164, p476-490.
110. Tennekes, H., 1968
"Simple model for the small-scale structure of turbulence"
Phys. Fluid, 11, p669-670.
111. Townsend, A.A., 1951
"On the fine-scale structure of turbulence"
Proc. Roy. Soc., A208, p534-542.

112. Uberoi, M.S., 1963
"Energy transfer in isotropic turbulence"
Phys. Fluids, 6, p1048-1056.
113. Uberoi, M.S., Wallis, S., 1967
"Effect of grid geometry on turbulence decay"
Phys. Fluids 10 (1967), p1216-1224.
114. Van Atta, C.W. & Chen, W.Y., 1968
"Correlation measurement in grid turbulence using digital harmonic analysis"
J. Fluid Mech., 34, p497-515.
115. Van Atta, C.W. & Antonia, R.A., 1980
"Reynolds number dependence of skewness and flatness factors of turbulent velocity derivatives"
Phys. Fluids, 23, p252-257.
116. Vincent, A., & Meneguzzi, M., 1991
"The spatial structure and statistical properties of homogeneous turbulence"
J. Fluid Mech., 225, p1-20.
117. Williams, R.M. & Paulson, C.A., 1977
"Microscale temperature and velocity spectra in the atmospheric boundary layer"
J. Fluid Mech., 83, p547-567.
118. Wyngaard, J.C., & Tennekes, H., 1962
Phys. Fluids, 13, p1962.
119. Wygnanski, I. & Fiedler, H.E., 1970
"The two-dimensional mixing region"
J. Fluid Mech., 41, p327-361.
120. Yamamoto, K. & Kambe, T., 1991
"Gaussian and near-exponential probability distributions of turbulence obtained from a numerical simulation"
Fluid Dyn. Res., 8, p65-72.
121. 山本, 1995
"航技研数値風洞と乱流の数値シミュレーション"
ながれ, 14, p353-363.

研究業績

本研究に関する主要論文

1. 蒔田秀治, 関下信正
一様等方性乱流の減衰特性
日本機械学会論文集 B1 編, 62-594 B (1996) p466-473.
2. 蒔田秀治, 関下信正
高レイノルズ数乱流の微細構造
日本機械学会論文集 B1 編, 論文 No.95-1517, 掲載決定.
3. 蒔田秀治, 関下信正
普遍平衡理論の実験的検証
日本機械学会論文集 B1 編, 論文 No.96-0074, 投稿中.

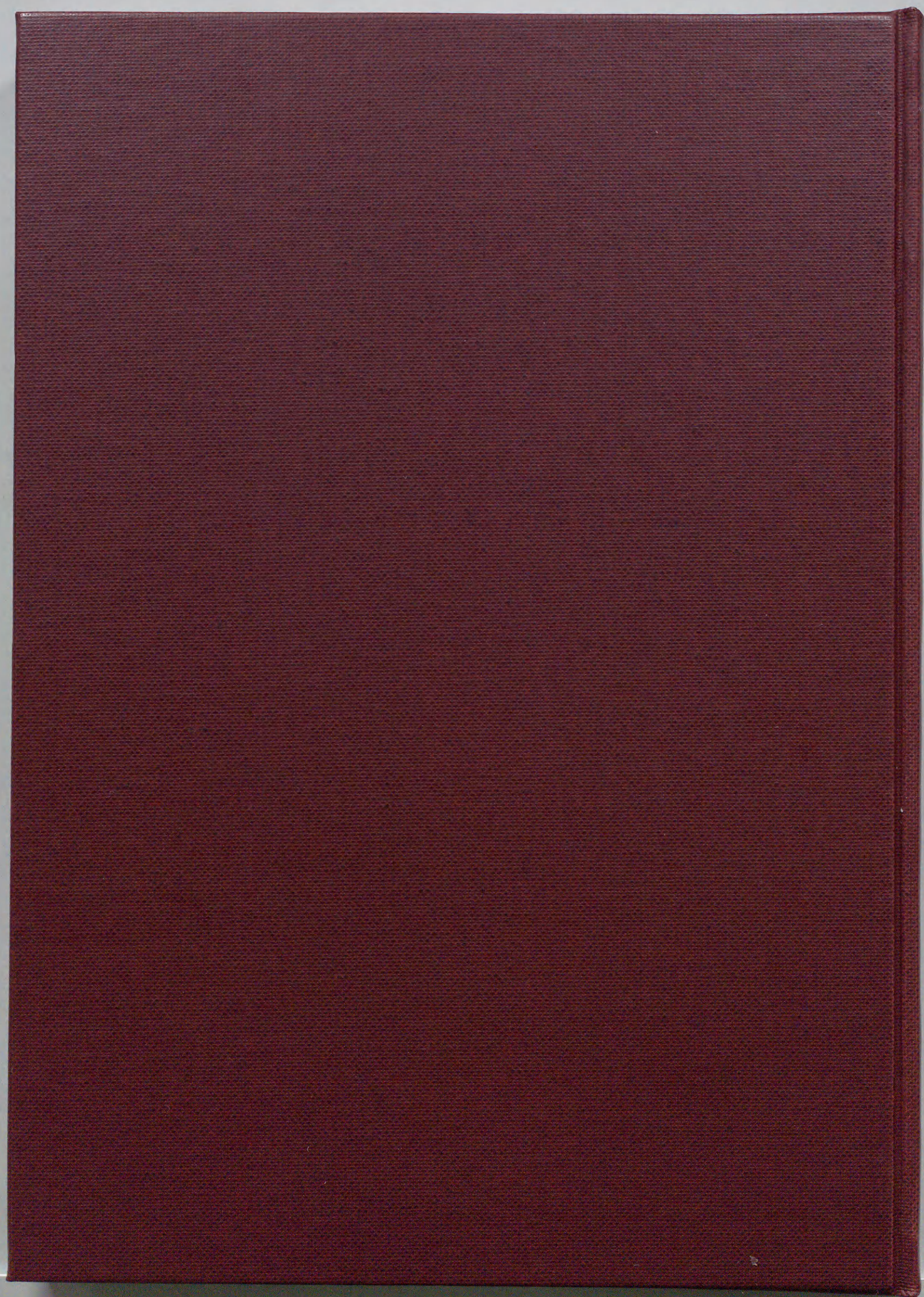
主要論文に準ずるもの

1. 蒔田秀治, 関下信正, 佐々浩司
高レイノルズ数乱流の統計的性質
航空技術研究所特別資料 SP 1996 年出版予定.

口頭発表

1. 蒔田秀治, 関下信正, 飯田明由
高レイノルズ数乱流の減衰特性
日本機械学会第68期通常総会講演会講演論文集 vol.B (1991) pp.190-192.

2. 蒔田秀治、関下信正、飯田明由
Kolmogoroffの普遍平衡理論に関する実験的研究
第23回乱流シンポジウム講演論文集 (1991) p.183-188.
3. 蒔田秀治、関下信正、飯田明由
高レイノルズ数乱流の微細構造に関する実験的研究
日本機械学会第69期通常総会講演会講演論文集 vol.B (1992) p.260-262.
4. 蒔田秀治、関下信正、飯田明由
一様等方性乱流場の間欠的構造とその統計的性質
第24回乱流シンポジウム講演論文集 (1992) p.132-137.
5. 蒔田秀治、関下信正
普遍平衡理論の実験的検証
日本機械学会第70期通常総会講演会講演論文集 (1993) p.26-28.
6. 蒔田秀治、関下信正
局所等方性に関する実験的検証
第25回乱流シンポジウム講演論文集 (1993) p.39-42.
7. 蒔田秀治、関下信正
大規模乱流場の制御
第26回乱流シンポジウム講演論文集 (1994) p.104-107.
8. 蒔田秀治、関下信正
乱流発生装置による流れ場の制御
日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集 (1994) p.235-236.

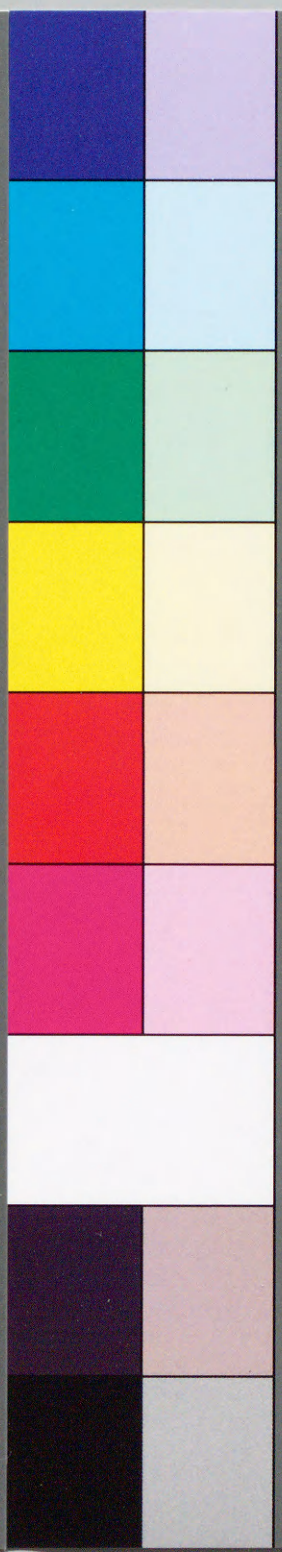


inches 1 2 3 4 5 6 7 8
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

