

圧縮性一様等方性乱流における小スケール乱流統計量

研究代表者：渡邊智昭（名古屋大学大学院 工学研究科 フライト総合工学教育研究センター）

流れの速度が音速と同程度となる遷音速～超音速域の乱流では流体の圧縮・膨張に伴う密度変動が生じる。こうした乱流は圧縮性乱流と呼ばれ、強い圧縮性乱流中では不連続的な物理量の変化を引き起こす衝撃波が誘起される。本研究では、流体の圧縮性が小スケール乱流統計量の普遍性に与える影響を解明することを目的として、圧縮性一様等方性乱流の直接数値計算を実施した。さらに、圧縮性による乱流統計量の変化が乱流生成過程にどのように依存するのかを明らかにするため、超音速噴流アクチュエータを利用した圧縮性乱流生成装置の実験結果を本課題で実施した数値計算結果と比較した。

昨年度の名古屋大学 HPC 計算科学連携研究プロジェクトにおいて開発した圧縮性ナビエ・ストークス方程式の数値解析コードにより、圧縮性一様等方性乱流の直接数値計算を実施した。六次精度中心差分および五次精度 WENO-AUSM (WENO: Weighted Essentially Non-Oscillatory scheme; AUSM: Advection Upstream Splitting Method) 法のハイブリッドスキームを空間の離散化に用いた。時間積分には三次精度 TVD ルンゲクッタ法を用いた。また、中心差分法による数値振動を防ぐため、十次精度のローパスフィルタを適用した。また、乱流マッハ数の時間変動を低減した新たな線形加振法により、統計的に定常な一様等方性乱流を実現した[1]。従来の線形加振法は速度変動 rms 値の大きな時間変動を引き起こすことが知られている。乱流マッハ数は速度変動 rms 値により定義されるため、乱流マッハ数が時間的に大きく変動し、乱流マッハ数と乱流特性を関連付けた解析を行うことが困難である。新たな線形加振法では、乱流運動エネルギーの空間平均値と定常値の比で定義される係数を外力項に付加することで乱流マッハ数の時間振動を低減することが可能である。圧縮性一様等方性乱流のパラメータとして平均圧力・温度、積分長さ基準のレイノルズ数 Re_L 、乱流マッハ数 M_T を与えた。平均圧力を 101.3 kPa, 温度を 300 K とし、 $Re_L = 350, 900$, $M_T = 0.3, 0.4, \dots, 0.9$ の計 14 条件に対して計算を実施した。

超音速シンセティック噴流アクチュエータによる圧縮性乱流生成装置[2]を用いた実験を実施した。超音速噴流アクチュエータは、DC モータによりシリンダ内のピストンを駆動し、シリンダ上部の孔から流体の吸引と噴出を繰り返し行う装置である[3]。高周波数で装置を駆動することにより超音速噴流が形成される。多数の超音速噴流アクチュエータを直方体チャンバに接続し、対向する二面の計八カ所からチャンバ内に超音速噴流を繰り返し吹き出すことで、チャンバ中央付近に乱流が生成される。アクチュエータを 150 Hz で駆動し、最大噴流マッハ数が約 1.2 となる条件で実験を行った。本装置により生成される乱流の速度場を粒子画像流速計により計測した。

上述した乱流場との比較のため、圧縮性乱流噴流、非圧縮性一様等方性乱流および非圧縮性乱流噴流を直接数値計算により解析した [4, 5, 6]。圧縮性乱流噴流の直接数値計算には八次精度中心差分および五段五次精度ルンゲクッタ法による圧縮性ナビエ・ストークス式の数値解析コードを、非圧縮性乱流の直接数値計算には完全保存型四次・二次精度中心差分法および三段三次精度ルンゲクッタ法による非圧縮性ナビエ・ストークス式の数値解析コードを用いた。

非圧縮性乱流中の速度微分 $\partial u/\partial x$ の平坦度 $F = ((\partial u/\partial x)^4)/((\partial u/\partial x)^2)^2$ と乱流レイノルズ数 $Re_\lambda = u'\lambda/\nu$ の間には流れの種類に依らない普遍的な関係があることが知られている。ここで、 u' は速度変動 rms 値、

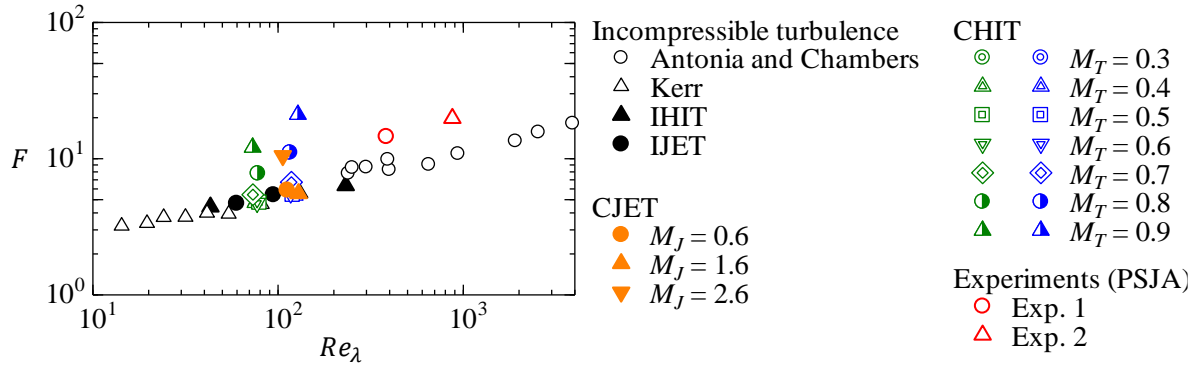


図 1 乱流レイノルズ数 Re_λ と縦方向速度微分の平坦度 F の関係. IHIT は非圧縮性一様等方性乱流, IJET は非圧縮性乱流噴流, CHIT は圧縮性一様等方性乱流 (M_T : 乱流マッハ数), CJET は圧縮性乱流噴流 (M_J : 噴流マッハ数), PSJA は超音速シンセティック噴流アクチュエータにより生成される乱流を表す. Antonia and Chambers および Kerr による非圧縮性乱流のデータを比較に用いた[7, 8].

λ はテイラーマイクロスケール, ν は動粘度であり, $\langle \rangle$ は平均値を表す. 図 1 に F と Re_λ の関係を示す. 非圧縮性乱流および低マッハ数乱流では平坦度は Re_λ とともに単調増加し, その関係は流れ場に依存しないことが知られている. 圧縮性乱流においては, 同程度の Re_λ を持つ非圧縮性乱流と比べて平坦度が大きな値をとっており, 圧縮性の影響により非圧縮性乱流に見られる F と Re_λ の普遍的な関係が成り立たなくなることが明らかとなった. また, こうした流体の圧縮性による乱流統計量への影響が強い圧縮波の伝播によって生じている可能性があり, 圧縮性による乱流統計量の変化が局所的に定義される乱流マッハ数のみによっては決まらないことが確認された[9].

- [1]. Watanabe, T., Tanaka, K., & Nagata, K. (2021). Solenoidal linear forcing for compressible, statistically steady, homogeneous isotropic turbulence with reduced turbulent Mach number oscillation. *Phys. Fluids*, 33(9), 095108.
- [2]. Yamamoto, K., Watanabe, T., & Nagata, K. (2022). Turbulence generated by an array of opposed piston-driven synthetic jet actuators. *Exp. Fluids*, 63(1), 35.
- [3]. Sakakibara, H., Watanabe, T., & Nagata, K. (2018). Supersonic piston synthetic jets with single/multiple orifice. *Exp. Fluids*, 59, 1-12.
- [4]. Watanabe, T., & Nagata, K. (2022). Energetics and vortex structures near small-scale shear layers in turbulence. *Phys. Fluids*, 34(9), 095114.
- [5]. Hayashi, M., Watanabe, T., & Nagata, K. (2021). Characteristics of small-scale shear layers in a temporally evolving turbulent planar jet. *J. Fluid Mech.*, 920, A38.
- [6]. Nagata, R., Watanabe, T., & Nagata, K. (2018). Turbulent/non-turbulent interfaces in temporally evolving compressible planar jets. *Phys. Fluids*, 30(10), 105109.
- [7]. Antonia, R. A., & Chambers, A. J. (1980). On the correlation between turbulent velocity and temperature derivatives in the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, 18, 399-410.
- [8]. Kerr, R. M. (1985). Higher-order derivative correlations and the alignment of small-scale structures in isotropic numerical turbulence. *J. Fluid Mech.*, 153, 31-58.
- [9]. Yamamoto, K., Ishida, T., Watanabe, T., & Nagata, K. (2022). Experimental and numerical investigation of compressibility effects on velocity derivative flatness in turbulence. *Phys. Fluids*, 34(5), 055101.