2024 年度名古屋大学 HPC 計算科学連携研究プロジェクト成果報告書

乱流と干渉した衝撃波の波面形状と衝撃波強度の解析

渡邊智昭*1, 楠畑天音*1, 古東直也*2

*1 京都大学大学院工学研究科,*2 名古屋大学大学院工学研究科

衝撃波と乱流の干渉は超音速旅客機の飛行時に生じるソニックブームなどにおいて見られ,工学的に 重要な問題の一つである.衝撃波は乱流との干渉によりその性質が変化する.乱流中を衝撃波が伝播す ることで衝撃波面の変形が生じ,変形に伴い衝撃波マッハ数が局所的に変化する可能性が指摘されてい る [1].本課題では波面の変形に伴う衝撃波特性の変化を明らかにすることを目的として,乱流中を伝播 する衝撃波の直接数値計算(DNS)を実施した.

乱流中を伝播する衝撃波の DNS により得られた三次元流れ場の時系列データに対して解析を実施した. DNS コードは代表者らにより開発されたものであり、質量・運動量・エネルギの保存則から成る圧縮性ナビエ・ストークス方程式を有限差分法により数値的に解く.空間離散化には六次精度中心差分および五次精度 WENO 法を用いた.時間積分には四次精度ルンゲクッタ法を用いた.直方体上の計算領域の一部に、十分に発達した一様等方性乱流を埋め込み、乱流外から衝撃波を乱流に向けて伝播させる.乱流場には線形加振法により統計的に定常に維持される一様等方性乱流を用いた [2].計算領域の隅を座標系の原点とし、衝撃波伝播方向をxとする.衝撃波接線方向(y,z)には流れは統計的に一様であり、周期境界条件を適用した.乱流積分スケールL₀に対して、計算領域サイズは(L_x, L_y, L_z) = (32 $L_0, 4L_0, 4L_0$)である. 衝撃波の初期位置は x/L_0 = 1.5、乱流の初期領域は2.5 ≤ x/L_0 ≤ 22.5である.本報告では、乱流レイノルズ数を 70、乱流マッハ数を 0.05、衝撃波マッハ数を 1.3 として実施した計算結果について述べる.計算格子数は2048 × 256 × 256である.

速度ベクトルuに対してヘルムホルツ分解を施し,発散成分 u_D と非発散成分 u_S に分解した.図1に各速 度ベクトルのx方向成分 ($u, u_D. u_S$)の可視化図を示す.衝撃波は乱流中に位置しており,その前後で速度 の不連続的な変化が見られる.乱流マッハ数が小さい場合,乱流の速度場の発散はほぼゼロとなる.した がって, u_S は乱流中の速度を表しており, u_D により衝撃波による速度の変化が捉えられている.

衝撃波の局所形状を平均曲率およびガウス曲率により評価し、衝撃波近傍における速度の発散・非発散 成分と衝撃波形状の関連について調査した。衝撃波面を圧力分布により検出する。波面位置から面の主 曲率 κ_1 , κ_2 を求め、平均曲率 $H = (\kappa_1 + \kappa_2)/2$ とガウス曲率 $K = \kappa_1 \kappa_2$ を計算する [3]. 図 2 に示すように、 HとKの符号により衝撃波の局所形状は四種類に分類される。K > 0のとき、H > 0およびH < 0は、それ ぞれ衝撃波前方から観察した楕円凹面と楕円凸面を表す。また、K < 0に対してH > 0およびH < 0は、それ それ衝撃波前方から観察した楕円凹面と楕円凸面を表す。また、K < 0に対してH > 0およびH < 0は、それ れぞれ鞍状凹面と鞍状凸面を表す。衝撃波面からのx方向距離を Δx とし、 u_D および u_S の平均値を Δx の関 数として算出する。ここでは、平均値を(H,K)の符号に対する条件付平均 $\langle \rangle_{H,K}$ として計算することで衝 撃波形状との関連を明らかにする。図 2 に u_D と u_S の条件付き平均分布を示す。衝撃波による圧縮に伴い、 $(u_D)|_{H,K}$ は衝撃波前方から後方に向けて増加する。図中に示した拡大図より、 $(u_D)|_{H,K}$ の増加は衝撃波形状 に依存することがわかる。楕円凹面 (K > 0, H > 0)において速度の増加が最も大きくなっており、 $(u_D)|_{H,K}$ の極大値が衝撃波背後に見られる。一方、楕円凸面 (K > 0, H < 0)では速度の増加が最も緩や かとなった。速度の増加は衝撃波マッハ数に関連付けられ、衝撃波は楕円凹面では強く、楕円凸面では弱



図 1 乱流中を伝播する衝撃波における速度分布uおよびその発散成分u_Dと非発散成分u_Sの可視化(x 方向成分).各速度は|u|の最大値u_{max}で無次元化されている.



図 2 x方向速度の衝撃波面形状に対する条件付き平均の衝撃波近傍における分布.各速度成分は衝撃

くなったと考えられる. これらの衝撃波形状と強度の関係は既往研究で提案されてきた理論と定性的に 一致する [1]. 非発散成分については,楕円凹面において $\langle u_S \rangle |_{H,K} < 0$,楕円凸面において $\langle u_S \rangle |_{H,K} > 0$ とな った.楕円凹面において,衝撃波と逆向きの速度を持つ流体が存在しており,これにより衝撃波の移動が 局所的に遅くなり凹面が形成されたと考えられる.また,楕円凸面については,衝撃波伝播方向の流れに より衝撃波が局所的に速く移動し凸面が形成されると言える.これらの結果は,乱流の速度変動による 衝撃波移動速度の非一様性が衝撃波の変形を引き起こすとともに衝撃波強度を変化させたことを示唆し ており,文献1で提案された乱流による衝撃波変調メカニズムを支持するものである.本成果について, The 34 th International Symposium on Transport Phenomena において発表した [4].

- Inokuma, K., Watanabe, T., Nagata, K., & Sakai, Y. (2019). Statistics of overpressure fluctuations behind a weak shock wave interacting with turbulence. Physics of Fluids, 31(8).
- [2]. Tanaka, K., Watanabe, T., & Nagata, K. (2020). Statistical analysis of deformation of a shock wave propagating in a local turbulent region. Physics of Fluids, 32(9).
- [3]. Kusuhata, A., Tanaka, K., Watanabe, T., Nagata, K., & Sasoh, A. (2023). Local geometry of a weak normal shock wave interacting with turbulence. Physics of Fluids, 35(8).
- [4]. Kusuhata, A., Tanaka, K., Watanabe, T., Nagata, K., & Sasoh, A. (2024 11/10). Solenoidal and dilatational velocity statistics for a planar shock wave propagating in turbulence. The 34 th International Symposium on Transport Phenomena, pp. 1-4.