

3D08 ノズル平板間距離が超音速衝突噴流の音響効率に及ぼす影響

○大山琢登，赤嶺政仁，寺本進，岡本光司（東京大学）

Effect of Nozzle-Plate Distance on Acoustic Efficiency of Supersonic Impinging Jet
Takuto Ohyama, Masahito Akamine, Susumu Teramoto and Koji Okamoto (The University of Tokyo)

Key Words : Aeroacoustics, Supersonic flow

Abstract

To understand the noise characteristics of supersonic impinging jets, this study measured the three-dimensional directivity of the acoustic field at four nozzle-plate distances and estimated the acoustic efficiency. The results revealed that the acoustic efficiency reached a maximum at the nozzle-plate distance of $10D$, where D is the nozzle exit diameter. This can be explained by the balance of the three noise sources: (i) the Mach waves from the free-jet region, upstream region of the impingement, (ii) acoustic waves from the impingement region, and (iii) Mach waves from the wall-jet region, downstream region of the impingement. At a shorter nozzle-plate distance, the acoustic wave (i) and its reflected wave became weaker owing to the shorter free-jet region. At a longer nozzle-plate distances, the acoustic waves (ii) and (iii) became weaker owing to the lower Mach number in the impingement and wall-jet regions.

1. 背景

超音速噴流が固体壁面へ衝突する複雑な流れ場からは強い音波が発生する。ロケット打上げ時には、ロケットエンジンからの超音速噴流が、火炎偏向板等の地上設備に衝突して強い騒音が発生し、その加振が搭載機器の損傷要因となることが知られている[1]。騒音の予測と低減にむけて、衝突噴流における音源の特性やメカニズムを明らかにする必要がある。

音源の重要な特性のひとつが、音響効率である。この値は、噴流の持つメカニカルパワーに対してどれだけの強さの音響パワーが放出されたかを表す。衝突噴流の音響効率が衝突条件によって大きく変化することは、経験的には古くから知られている。例えばNASA SP-8072[2]には、Cole et al.[3]によって計測された音響効率(Fig. 1)が掲載されている。衝突面までの距離や角度、形状などによって音響効率は大きく変化することが分かる。

近年の衝突噴流についての研究では、衝突噴流中に、メカニズムの異なる複数の音源が存在することが明らかになってきた。単純な斜め平板への衝突噴流に関する実験[4]や数値計算[5]では、Fig. 2に示す3種類の音源が特定されている。噴流が衝突するまでの(i)自由噴流領域、および、衝突後平板に沿って広がる(iii)壁噴流領域からは、剪断層の大規模乱流構造が超音速で移流することによってマッハ波が生じる。また噴流と平板の(ii)衝突領域からは、衝撃波と剪断層の干渉等で音波が発生する[6-8]。

これらの音源の特性は、衝突条件によって変化する[9-10]。例えばAkamine et al.[10]の実験では、斜め平板への衝突噴流におけるノズル平板間距離の影響が調べられ、対称面内において各音源からの音波の強さが変化することが示されている。このような変化が、先述の衝突条件による音響効率の変化にも関わっている可能性がある。

そこで本研究では、衝突条件による音響効率の変化と、衝突噴流の3種類の音源の関係を調べることを目的とする。噴流を囲む3次元的な面の音圧レベル分布を測定して積分することで、音響効率を算出する。Akamine et al.[10]と同様にノズル平板間距離に注目し、音響効率の変化と音響発生メカニズムとの関係を考察する。

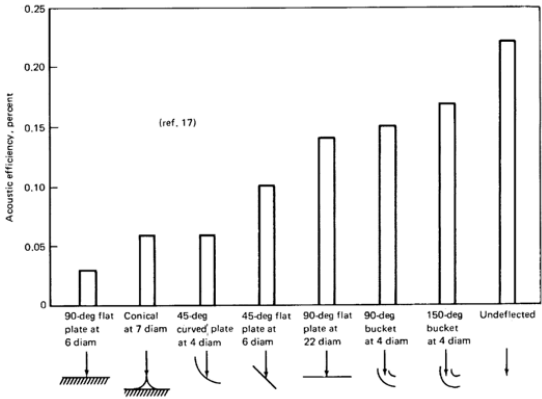


Fig. 1 Acoustic efficiency of various deflected rockets [2]

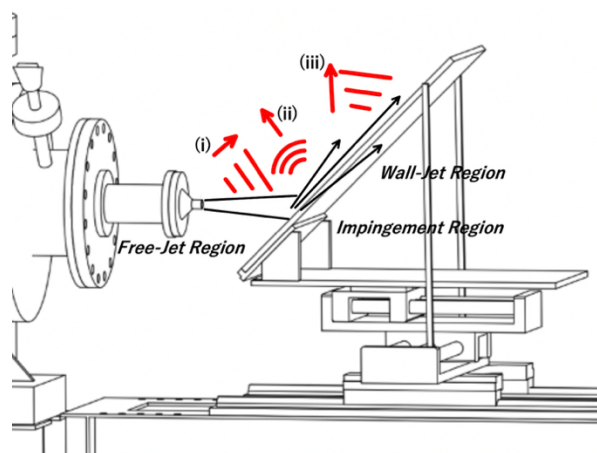


Fig. 2 The noise sources of the impinging jet

2. 手法

本研究は、東京大学柏キャンパスに設置された極超音速・高エンタルピー風洞の燃焼風洞にて行った。実験設備はAkamine et al.の研究[4]と同様であり、Fig. 3にその概要を示す。出口径 $D = 20$ mmのノズルから、マッハ数1.8の適正膨張噴流を生成し、平板傾斜角 45° の斜め平板に衝突させた。今回の実験では、ノズル平板間距離を $5D$ から $20D$ まで変化させた。ただし、ノズル平板間距離とは、ノズル出口から壁面までのジェット中心軸上の距離と定義する。以降では衝突点を中心とした球面座標系で計測位置を表す。対称面内における平板表面からの角度を θ ，対称面からの傾きを ϕ と定義する。

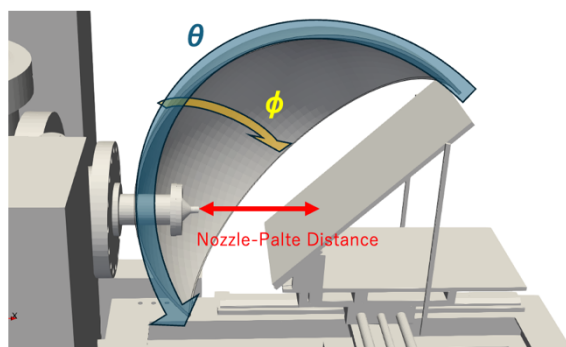


Fig. 3 Experimental setup and coordinate system

本研究では、音響効率を算出するために、ジェットを囲む面の3次元音響場を計測した。Figure 4に示すように、最大22個のマイクロフォン(GRAS 40PL-10)を約70 mm間隔でアルミフレームに固定した。このフレームをトラバース装置により動かし、音圧の空間分布を計測した。左右の対称性を考慮し、Fig. 4の左側のみを計測している。Figure 5にノズル平板間距離 $5D$ において計測した位置を示している。

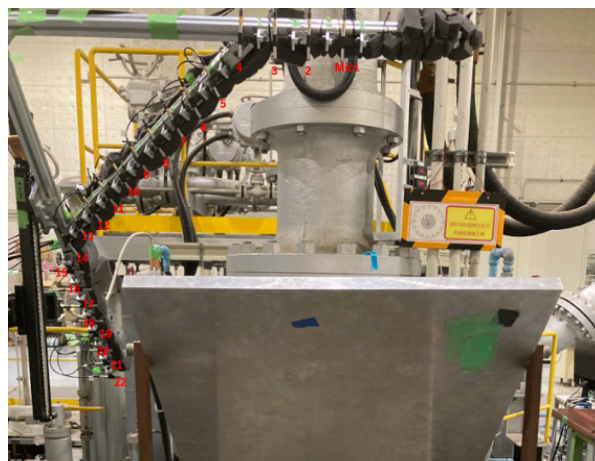


Fig. 4 Photograph of microphone array

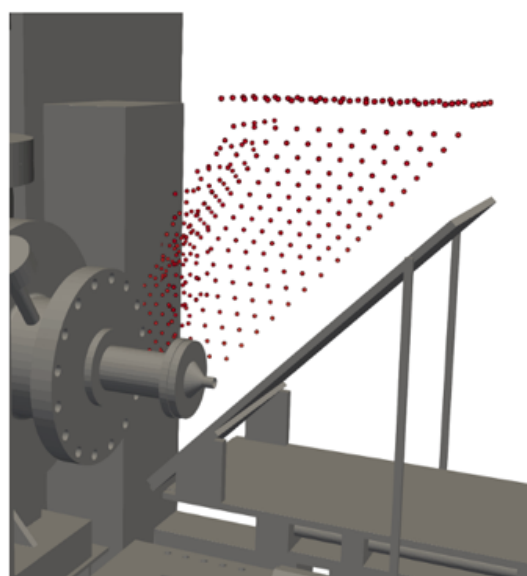


Fig. 5 Measurement points at the nozzle- plate distance of $5D$

また、比較のため、衝突板をおかない自由噴流においても計測を行った。Figure 6に示す計測点でマイクロフォンによる計測を行い、周方向分布に関しては、時間平均音響場の軸対称性を仮定した。

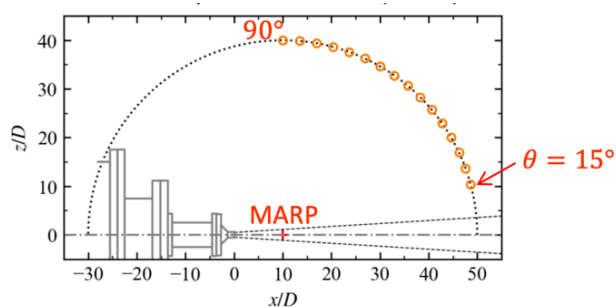


Fig. 6 Measurement points in the free-jet case (MARP, microphone array reference point)

以上の手順で得られた音圧データから、式(1)に示すOverall sound-pressure level (OASPL)を計算した。

$$\text{OASPL} = 10 \log_{10} \frac{\sum_f \bar{p}_f^2}{p_{\text{ref}}^2} \quad (1)$$

ただし、 \bar{p}_f は高速フーリエ変換で得られる周波数ごとの音圧実効値を表し、周波数の範囲は、 $1 \text{ kHz} \leq f \leq 20 \text{ kHz}$ とした。また、 p_{ref} は基準音圧で、 $2 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ である。

この値を用いて、ジェットのパワーを表す指標である音響効率を算出した。以下の算出手法はMatthew et al. [11]と同様である。

音響効率 η は、ジェットの持つメカニカルパワー \overline{W}_m と音響パワー \overline{W}_a の比として以下のように定義される。

$$\eta = \frac{\overline{W}_a}{\overline{W}_m} \quad (2)$$

ただし \overline{W}_m は、ジェットの排気速度 U_j と推力 T を用いて、

$$\overline{W}_m = \frac{1}{2} U_j T \quad (3)$$

のように定義され、このうち推力 T はノズル出口面積 A_e 、ノズル出口密度 ρ_j を用いて以下のように計算する。

$$T = \rho_j U_j^2 A_e \quad (4)$$

一方、音響パワー \overline{W}_a は単位時間あたりに音源が放射した音響エネルギーの総量を示し、音響インテンシティベクトル \bar{I} と積分面に対する法線方向の単位ベクトル \mathbf{n} を用いて以下のように定義される。

$$\overline{W}_a = \int \bar{I} \cdot \mathbf{n} dS \quad (5)$$

ここで、音響インテンシティベクトル \bar{I} は、音響場の強さおよび伝搬方向を表すベクトル量であり、単位時間あたりに単位面積を通過する音響場エネルギーを意味する。これは音圧 p と粒子速度 \mathbf{u} の積で表される。

$$\bar{I} = p \mathbf{u} \quad (6)$$

これらの値を、計測したOASPLから算出するため、次の2点を仮定する：

- (1) 音の計測位置は遠方場であり、計測位置では点音源からの球面波とみなせる。
- (2) 点音源は軸流中心軸と衝突板平面の交点に位置する。

このとき、式(5)の積分面として、点音源を中心とする半径 R_{ref} の球面を選べば、インテンシティベクトル \bar{I} と法線ベクトル \mathbf{n} の向きは等しくなり、球面を離散化して次式で近似できる(Fig. 8)。

$$\overline{W}_a = \sum_{\theta_l} \sum_{\phi_m} I(\theta_l, \phi_m) \Delta S(\theta_l, \phi_m) \quad (7)$$

ただし $R_{\text{ref}} = 30D$ とし、また、ノズルや気流の近傍で

計測できなかった箇所を除く領域を $\theta_l = 10^\circ, 15^\circ, \dots, 120^\circ$, $\phi_m = -75^\circ, -70^\circ, \dots, 75^\circ$ と離散化した。 $I(\theta_l, \phi_m)$ は次の手順で求めた：

- (1) 計測したOASPLから半径 R_{ref} の球面上のインテンシティを計算する。球面波の場合、インテンシティは音源からの距離の2乗に反比例して減衰するので、点音源から計測点までの距離を R とすれば、次式により半径 R_{ref} の球面上の値に換算できる。

$$\text{OASPL}_{\text{corrected}} = \text{OASPL} - 20 \log_{10} \frac{R_{\text{ref}}}{R} \quad (8)$$

$$\bar{I} = \frac{p_{\text{ref}}^2}{\rho_o c} 10^{\frac{\text{OASPL}_{\text{corrected}}}{10}} \quad (9)$$

ただし ρ_o は標準大気密度、 c は音速を表す。

- (2) 球面上に投影された計測点(Fig. 7)から、各格子 $I(\theta_l, \phi_m)$ を最近傍補間で求める。

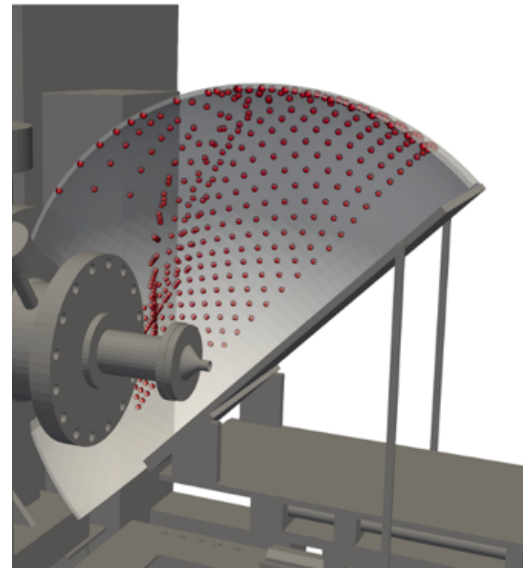


Fig. 7 Measurement points projected onto the spherical surface

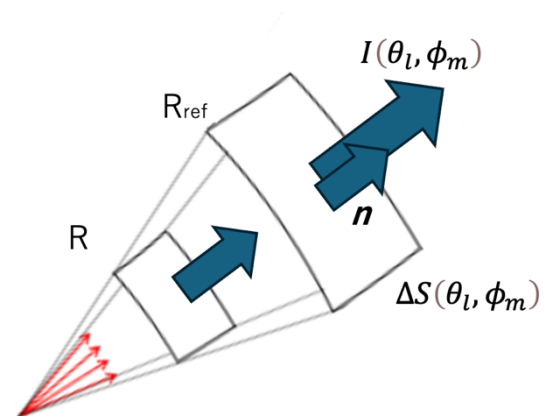


Fig. 8 Acoustic intensity and inverse square law

3. 結果

各ノズル平板間距離で計測された音響効率をFig. 9に示す。横軸がノズル平板間距離、縦軸は音響効率を表しており、点線は自由噴流における音響効率を示している。ノズル平板間距離10Dにおいて音響効率は最大となっている。また5Dから15Dの範囲では、音響効率は自由噴流に比べて高い値を示しており、本研究の噴流条件下においては、衝突噴流の方が自由噴流より強い音源を持つことがわかる。

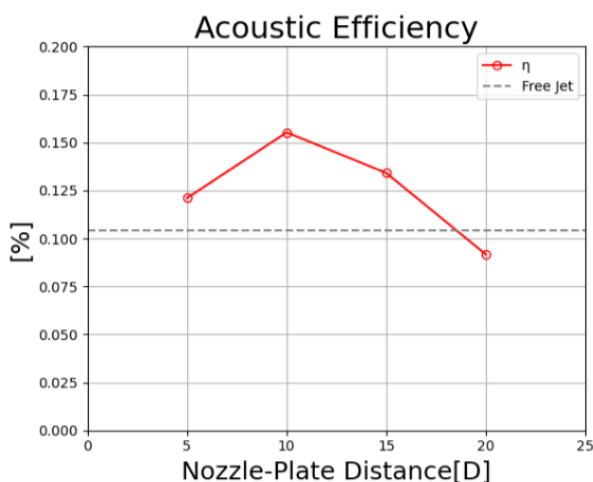


Fig. 9 Acoustic efficiency of various nozzle-plate distance

このような変化の現れる理由を調べるため、各ノズル平板間距離における音の3次元指向性に注目する。Figure 10は、 $R_{\text{ref}} = 30D$ の球面に投影したOASPL分布である。横軸 θ と縦軸 ϕ の定義はFig. 3の通りであり、 $\theta = 0^\circ$ が衝突平板の下流側に、 $\phi = 0^\circ$ が対称面(ノズル上方)に対応している。また赤点線は、音響効率の算出に用いた積分領域である。

Figure 10のOASPL分布では、ノズル平板間距離10Dにおいて最も音圧レベルの大きい領域が存在することが確認できる。さらに、この高音圧領域は対称面($\phi = 0^\circ$)上ではなく、斜め方向($\phi \approx 30^\circ$)に位置していることがわかる。同様の傾向は、ノズル平板間距離を変化させた場合においても現れている。

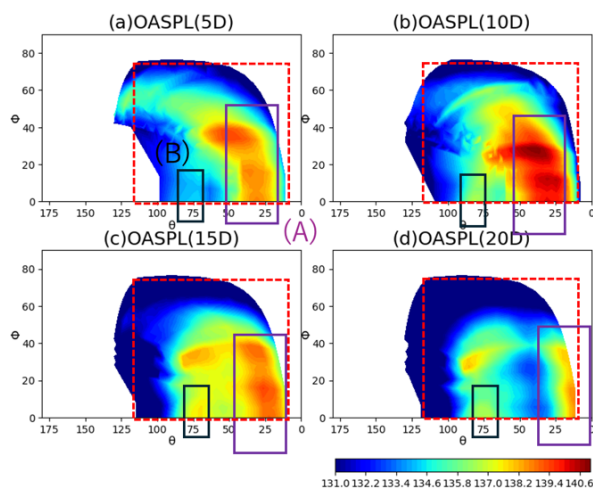


Fig. 10 OASPL distribution on spherical surface

4. 考察

本研究では、ノズル平板間距離を変化させた際における音源効率の変化を明らかにすることを目的としている。Figure 9より、ノズル平板間距離10Dのときに音響効率が最大となることが確認された。以下ではその要因について考察する。4.1節ではノズル平板間距離5Dと10Dの比較、次に4.2節では10Dと15Dおよび20Dとの比較について議論する。

4. 1 5Dと10Dの比較

ノズル平板間距離を5Dから10Dに変化させた場合、音響効率が増加し、音源の強さが大きくなった。この要因を明らかにするため、Fig. 10よりどの領域で音圧の変化があったか確認し、音源特性を調べる。

Akamine et al.[10]の研究では、対称面内における音響分布が計測され、背景で述べた3つの音源が対称面内において指向性をもって分布していることが議論されている。この実験では、マッハ1.8の適正膨張噴流を傾斜角 45° の斜め平板に衝突させ、4種類のノズル平板間距離で比較した。ノズル平板間距離が5Dの時(Fig. 11(a)), 平板からの角度 $\theta = 30^\circ$ 方向と $\theta = 75^\circ$ 方向に高強度の音が広がる領域があることがわかる。このうち、平板からの角度 $\theta = 30^\circ$ 方向には、壁面に沿った噴流領域から発生するマッハ波が存在すると考えられている。この方向は Fig. 10の(A)に対応している。壁噴流は対称面外の平板上にも広がっており、したがってマッハ波も対称面外に広がっていると考えられる。このことから、Fig. 10の(A)から伸びた領域にも壁噴流領域からのマッハ波が含まれていると考えられる。

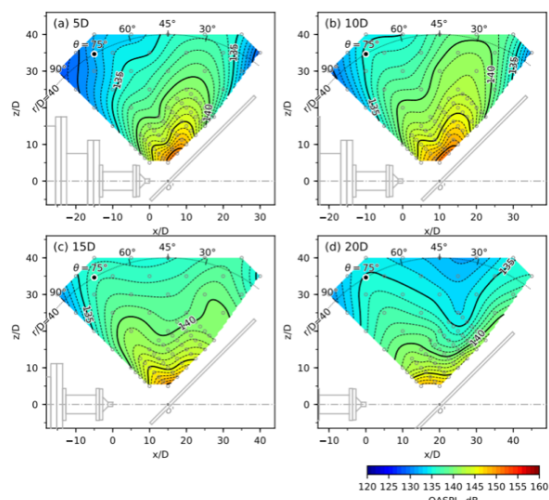


Fig. 11 The OASPL distribution on plane of symmetry [10]

またAkamine et al.[10]では、 $\theta = 75^\circ$ 方向には、主に衝突領域からの音波による高音圧領域も存在することが示されており、この領域はFig. 10では(B)の方向に対応すると考えられる。

研究背景で述べたように、壁噴流領域からのマッハ波の発生には剪断層の超音速移流が関わっており、衝突領域における音波発生には衝突に伴う衝撃波が関わっていると考えられている。これらはいずれも、衝突領域・壁噴流領域のマッハ数に依存している。Figure 12にAkamine et al.[4]が示したジェット中心のマッハ数分布を示す。ノズルから $10D$ 離れた位置でも中心軸上のマッハ数は約1.6を維持している。よって、 $10D$ の条件においても、 $5D$ と同様に衝突領域では衝撃波に起因する音源が依然として生じていることが予想される。また、壁噴流領域においても超音速成分が残っていると考えられ、マッハ波が放射されていると考えられる。

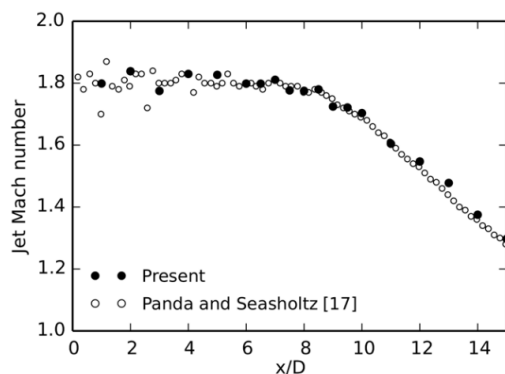


Fig. 12 Mach number distribution on the jet centerline axis [4]

さらにAkamine et al.[10]では、ノズル平板間距離により、自由噴流領域からのマッハ波の影響も変化することが指摘されている。ノズル平板間距離を広げると、自由噴流領域は伸び、したがってより長い領域

からマッハ波が放出されることになる。マッハ波は主に下流へ放出されるが、平板で反射して上方にも影響しうる。Akamine et al.[10]では、音響インテンシティベクトル計測でマッハ波の伝播方向を求め、これを幾何的に追跡することで反射波の伝播領域を推定し、ノズル平板間距離 $10D$ 以上(Fig. 11(b) – (d))で $\theta = 75^\circ$ 方向に反射波の影響が現れることを示している。本研究ではこの解析を拡張して、Fig. 13のように反射波の伝播領域を3次元的に推定した。灰色の線がマッハ波の伝播経路、青の点が $R_{\text{ref}} = 30D$ の球面との交点を表す。ノズル平板間距離 $5D$ ではほぼ反射波は現れていないのに対し、 $10D$ では反射波の伝播領域が広がっていることが分かる。

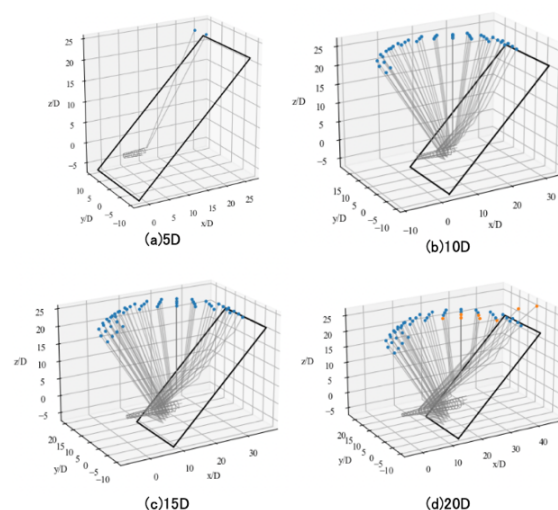


Fig. 13 The results of the ray tracing analysis

これらの反射波の伝播領域をFig. 10と重ねた図をFig. 14に示す。ノズル平板間距離 $10D$ の場合、黒点で示す反射波の到達領域が、高音圧領域付近に広がっていることが分かる。したがって、高音圧領域の形成には、反射マッハ波も寄与している可能性がある。

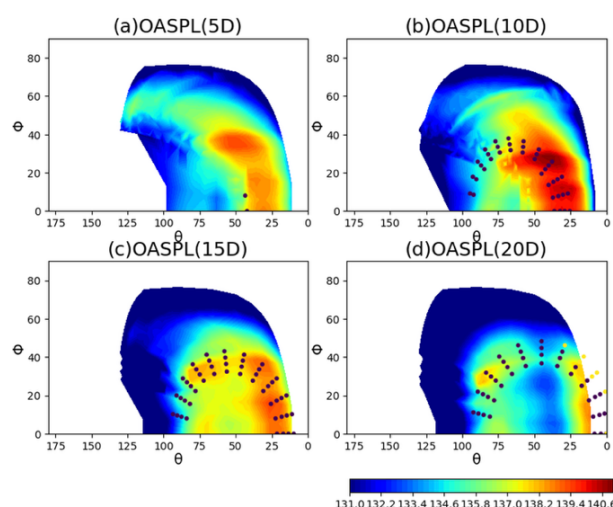


Fig. 14 Comparison of the OASPL distribution and the results of ray tracing analysis

以上のことから、ノズル平板間距離を $5D$ から $10D$ に増やすことで、壁噴流領域のマッハ波や衝突領域からの音波に、自由噴流領域からの反射マッハ波の寄与も加わることで、音響効率が増加したと考えられる。

4. 2 $10D$ と $15D \cdot 20D$ の比較

ノズル平板間距離を $10D$ から $15D$ 、 $20D$ に変化させた場合、音響効率が低下し、音源の強さが小さくことが明らかとなった。

Figure 12より、ノズルから $20D$ 離れた位置では、ジェット中心の流速が遷音速域まで低下すると考えられる。このため、衝突領域で発生する衝撃波に起因する音源(Fig. 10(B))は弱まると考えられる。同様に、衝突領域より下流の壁噴流領域においても流速が亜音速になると考えられるため、マッハ波の放射は減少し、Fig. 10(A)に対応する領域でも音源強度は低下すると推定される。

一方でFig. 14によれば、自由噴流領域から放射されるマッハ波の到達を表す黒点は、 $10D$ に比べて $15D$ ではわずかに増えるものの、 $15D$ から $20D$ へはほぼ変化していない。このようなノズル平板間距離による自由噴流領域からのマッハ波の寄与の増加量に比べ、前述の他の2つの音源の寄与の減少量が大きかったことで、音響効率は減少に転じた可能性がある。

今後は、ノズル平板間距離による変化を周波数ごとに分けて分析することで、より詳細な音源の変化を解明できると考えられる。

5. 結論

本研究では、斜め平板に衝突する超音速噴流の3次元指向性を測定し音響効率を計算することで、音源の強さがノズル平板間距離によってどう変わるか議論した。その結果、ノズル平板間距離 $10D$ 周辺に音源の強さのピークがあることがわかり、ノズル平板間距離が十分近い時には衝突噴流の音響効率が自由噴流の音響効率に対して大きいということがわかった。ノズル平板間距離を大きくしていけば、自由噴流領域におけるマッハ波は大きくなっていく一方で、衝突領域からの音響波や壁噴流領域からのマッハ波は小さくなっていく。そのため、音源が最も強くなる時には、前者が十分に発達し、後者がまだ大きい状態にあるため、その合計が大きくなっていると考察した。

6. 参考文献

- [1] Lubert, C. P., Gee, K. L. and Tsutsumi, S. “Supersonic Jet Noise from Launch Vehicles: 50 Years since NASA SP-8072,” *J. Acous. Soc. Am.*, 151, 2, 2022, pp. 752—791.
- [2] Eldred, K. M., “Acoustic loads generated by the propulsion system,” NASA SP-8072, 1971, Washington, DC.
- [3] Cole, J. N., Von Gierke, H. E., Kyrazis, D. T., Eldred, K. M., and Humphrey, A. J. “Noise radiation from fourteen types of rockets in the 1,000 to 130,000 pounds thrust range,” *Wright Air Development Center Technical Report* 57-354, AD 130794, 1957.
- [4] Akamine, M., Nakanishi, Y., Okamoto, K., Teramoto, S., Okunuki, T., and Tsutsumi, S., “Acoustic Phenomena from Correctly Expanded Supersonic Jet Impinging on Inclined Plate,” *AIAA Journal*, Vol. 53, No. 7, 2015, pp. 2061–2067. doi:10.2514/1.J053953
- [5] Kurokawa, M., Teramoto, S. and Okamoto, K. “Acoustic Wave Generation from Two-Dimensional Supersonic Inviscid Jet Impinging on Inclined Plate,” *AIAA Journal*, 58, 2022, pp. 3436—3445.
- [6] Brehm, C., Housman, J. A., and Kiris, C. C., “Noise Generation Mechanisms for a Supersonic Jet Impinging on an Inclined Plate,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 797, June 2016, pp. 802–850.
- [7] Ichikawa, G., Akamine, M., Teramoto, S. and Okamoto, K. “Ray Tracing Analysis of the Sound from a Supersonic Jet Impinging on an Inclined Plate,” *AIAA Paper* 2024-2633, 2024.
- [8] Nonomura, T., Goto, Y., and Fujii, K., “Aeroacoustic Waves Generated from a Supersonic Jet Impinging on an Inclined Flat Plate,” *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 10, No. 4, 2011, pp. 401–425.
- [9] Nonomura, T., Honda, H., Nagata, Y., Yamamoto, M., Morizawa, S., Obayashi, S., and Fujii, K., “Plate-Angle Effects on Acoustic Waves from Supersonic Jets Impinging on Inclined Plates,” *AIAA Journal*, Vol. 54, No. 3, 2016, pp. 816–827. doi:10.2514/1.J054152
- [10] Akamine, M., Okamoto, K., Gee, K. L., Neilsen, T. B., Teramoto, S., and Okunuki, T., “Effect of Nozzle-Plate Distance on Acoustic Phenomena from Supersonic Impinging Jet,” *AIAA Journal*, Vol. 56, No. 5, 2018, pp. 1943–1952. doi:10.2514/1.J056504
- [11] Christian, M. A., Gee, K. L., Streeter, J. B., Wall, A. T., and Campbell, S. C., “Sound power and acoustic efficiency of an installed GE F404 jet engine,” *JASA Express Letters*, vol. 3, no. 7, Jul. 2023, doi: 10.1121/10.0019866.