

超音速矩形ジェットから発生する騒音のマイクロジェットによる抑制 —第三報 騒音低減要因に関する考察—

Suppression of Noise Generated from Supersonic Rectangular Jet with Microjet —Part 3 Discussion on the Reason of Noise Reduction—

岡田 隆一*¹
OKADA Ryuichi

渡辺 紀徳*²
WATANABE Toshinori

鵜沢 聖治*²
UZAWA Seiji

姫野 武洋*²
HIMENO Takehiro

井上 智博*²
INOUE Chihiro

大石 勉*³
OISHI Tsutomu

ABSTRACT

Jet noise reduction is one of essential issues to realize environmentally-friendly and highly-efficient supersonic jet propulsion system. In the present study, experimental and numerical investigations were conducted in order to clarify the effect of microjet injection on supersonic jet noise. The experiments were focused on supersonic jet with Mach number of 1.4, generated from a rectangular nozzle with high aspect ratio. Far field acoustic measurements were conducted for the jet noise in the cases with and without microjet injection, and the noise reduction up to 13.0 dB(A) was obtained. Flow field visualization and CFD analysis were also performed to study the mechanism of noise reduction from aerodynamic point of view.

キーワード：超音速ジェット騒音，矩形ノズル，能動制御，マイクロジェット噴射

Key Words：Supersonic Jet Noise, Rectangular Nozzle, Active Control, Microjet Injection

1. 緒言

ジェット騒音を能動的に制御する方法の一つとして、空気等の流体を主ジェットに吹き付けるマイクロジェット噴射がある。本研究では、高アスペクト比の矩形ノズルを用いて、不足膨張ジェットの騒音低減性能と流れ場の変化⁽¹⁾や主ジェットの膨張状態による騒音低減効果の違いや流れ場の違い⁽²⁾について検討してきた。本報では過去になされた研究結果を踏まえて、超音速矩形ジェットの特性を明らかにすると共にマイクロジェットによる音響場の変化機構について考察する。更に前報等で得られた音響計測結果をまとめ、適切な噴射形態についてまとめる。

2. 主な記号

b : ノズル長辺長さ [mm]

BBSN: 広帯域衝撃波関連騒音

(Broad-Band Shock-associated Noise)

d : マイクロジェットのノズルの出口径 [mm]

h : ノズル出口高さ [mm]

M : ノズル出口マッハ数 [-]

M_j : 適正膨張マッハ数 [-]

NPR : ノズル圧力比 ($=P/p_a$) [-]

OASPL: 全音圧レベル [dB]

p_a : 大気圧 [Pa]

p_c : ノズル出口静圧 [Pa]

P : 主ジェット全圧 (整流筒での計測値) [Pa]

P_m : マイクロジェット設定圧 [Pa]

PWL: 音響パワーレベル [dB]

s : マイクロジェットの間隔 [mm]

SPL: 音圧レベル [dB]

u_j : 適正膨張ジェット軸方向流速 [m/s]

Ψ : 主ジェット-マイクロジェット質量流量比 [%]

3. 実験装置および実験方法

実験設備や音響計測、流れ場の可視化手法、数値解析手法に関しては既報⁽¹⁾⁻⁽²⁾に詳しい。主ジェットのノズルは図1に示すように幅72mm、スロート高さ6mm、出

原稿受付 2016年8月12日

査読完了 2017年6月1日

*1 東京大学大学院 現 (株)IHI
〒190-1297 西多摩郡瑞穂町殿ヶ谷229
E-mail: ryuuichi_okada@ihi.co.jp

*2 東京大学

*3 (株)IHI

口高さ7mmのアスペクト比約10の矩形ラバーノズルである。マイクロジェットのノズルは出口径0.8mmの先細ノズルで長辺側ノズルリップあるいは壁面に上下22個ずつ設けた。実験ではノズル圧力比 (NPR), マイクロジェット噴射角度 (Type 1 及び 2), 噴射口数, 噴射圧を変更することができる。実験条件は表1のようにまとめられる。

4. 超音速矩形ジェットから発生する騒音の特性

マイクロジェットによる騒音低減機構に関する考察に先立ち, 高アスペクト比の超音速矩形ジェットから発生する騒音の特性を整理する。

超音速ジェット騒音は亜音速ジェットの構成要素である乱流混合騒音に加え, 衝撃波とせん断層内の乱れの干渉によって発生する広帯域衝撃波関連騒音 (Broadband shock-associated noise, BBSN) と離散周波数音のスクリーチ音から構成される⁽³⁾。スクリーチ音は騒音の発生と擾乱の生成の間にフィードバックループが生じるために特定の周波数のみ卓越する現象でPowell⁽⁴⁾が周波数の予測式を提唱している。

$$f_{screech} = n \sqrt{\left(\frac{L}{u_c} + \frac{L}{c} \right)} \quad n=1,2,\dots \quad (1)$$

ここで, u_c , c , L はそれぞれ大規模乱れの移流速度, 周囲大気における音速, フィードバックループの片道距離である。Tam⁽⁵⁾は, L はショックセル1つ分の長さ L_s とし, 矩形ジェットの場合にも式(1)が適用できることを示した。

一方, BBSNの音圧が最大になる周波数の予測には以下の式⁽⁶⁾が用いられる。

$$f_{BBSN} = n \sqrt{\left(\frac{L_s}{u_c} - \frac{L_s \cos \theta}{c} \right)} \quad n=1,2,\dots \quad (2)$$

ここで, L_s はショックセル1つ分の長さである。 θ はジェット軸正の方向と計測点のなす角度を表す。

Pontonら⁽⁷⁾はノズルのアスペクト比も含めて条件を大きく変更し, 矩形ジェットによる音響場を計測した。図2はPontonらによって計測された超音速矩形ジェットから発生する騒音のスペクトルで, a) は低アスペクト比, b) は高アスペクト比のノズルを使用した場合のデータである。スペクトルには式(1)及び(2)で算出したスクリーチ音とBBSNの周波数 (共に $n=1$) を記載している。横軸はノズル出口高さを代表長さとしたストローハル数である。低アスペクト比の場合には, 主ジェット上方の計測点 ($\theta=90$ および 120 deg.) において, BBSNと思われるスペクトルの山が存在し, 予測周波数と良い一致が見られる。一方, 高アスペクト比の場合のスペクトルではスクリーチ音が支配的になり, スペクトル中に明確なBBSNの盛り上がった形状は確認できない。

図3に本実験における不足膨張ジェット ($NPR=3.9$) のスペクトルを示す。図中には各スペクトルのOASPL値を記載した。計測位置を表す θ の定義は図2と同様で

ある。ジェット前方 ($\theta=30$ deg.) で騒音が増大する傾向が観察されるものの, スクリーチ音を始めとする離散周波数音が全ての計測点で顕著に計測されており, スクリーチ音が支配的な音響場になっている。1点鎖線で示したスクリーチ音の予測周波数は, 計測された離散周波数音の周波数とほぼ一致したため, 8kHzや16kHz

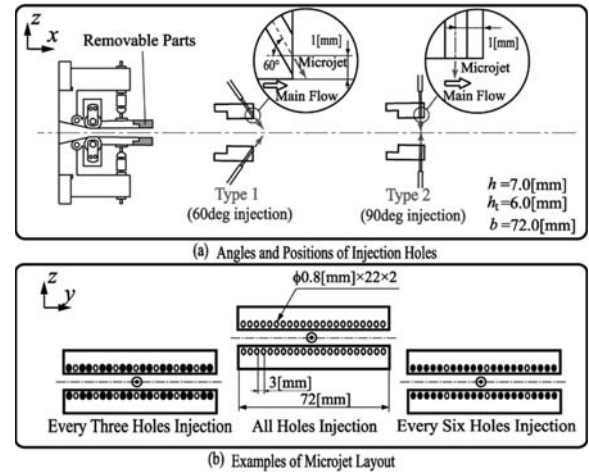


Fig. 1 2-D main nozzle with microjet injection holes

Table 1 Experimental condition

Main jet	Microjet			
	P_m/p_a	Layout (s/d) [Number of holes]	Ψ [%] (Type1)	
$NPR=2.7$ $M=1.37$ $M_j=1.28$	2.5	all holes (3.75) [44]	1.6	
	3.0		2.1	
	5.0		4.2	
	$Re=3.0 \times 10^5$ (Over-expanded)	2.5	every two holes (7.5) [22]	0.84
		3.0		1.1
		5.0		2.2
$Re=3.0 \times 10^5$ (Over-expanded)		2.5	every three holes (11.25) [14]	0.56
		3.0		0.73
		5.0		1.4
	$Re=3.0 \times 10^5$ (Over-expanded)	2.5	every six holes (22.5) [6]	0.25
		3.0		0.32
		5.0		0.65
$NPR=3.1$ $M=1.38$ $M_j=1.38$		2.5	all holes (3.75) [44]	1.4
		3.0		1.8
		5.0		3.7
	$Re=3.4 \times 10^5$ (Fully-expanded)	2.5	every two holes (7.5) [22]	0.73
		3.0		0.97
		5.0		1.9
$Re=3.4 \times 10^5$ (Fully-expanded)		2.5	every three holes (11.25) [14]	0.48
		3.0		0.63
		5.0		1.2
	$Re=3.4 \times 10^5$ (Fully-expanded)	2.5	every six holes (22.5) [6]	0.22
		3.0		0.28
		5.0		0.57
$NPR=3.9$ $M=1.39$ $M_j=1.53$		2.5	all holes (3.75) [44]	1.1
		3.0		1.4
		5.0		3.0
	$Re=4.2 \times 10^5$ (Under-expanded)	2.5	every two holes (7.5) [22]	0.59
		3.0		0.78
		5.0		1.5
$Re=4.2 \times 10^5$ (Under-expanded)		2.5	every three holes (11.25) [14]	0.39
		3.0		0.51
		5.0		1.0
	$Re=4.2 \times 10^5$ (Under-expanded)	2.5	every six holes (22.5) [6]	0.17
		3.0		0.23
		5.0		0.46

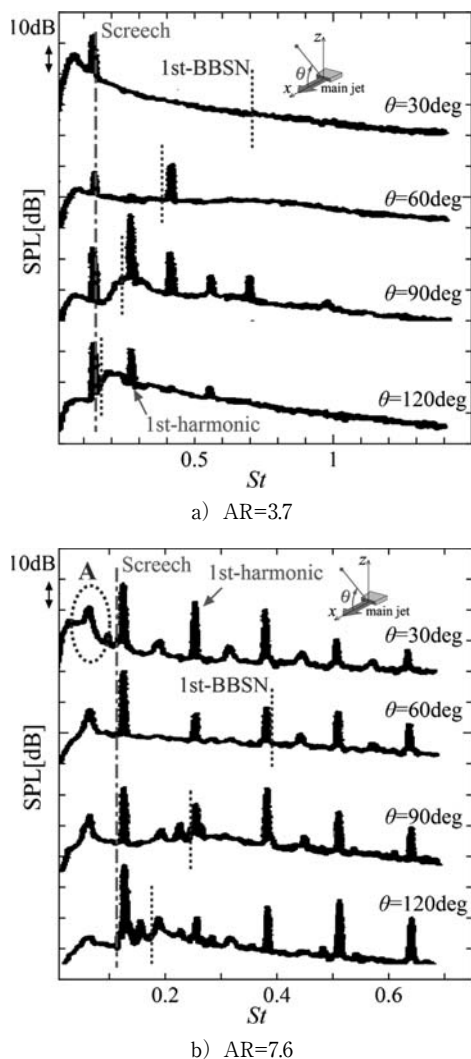


Fig. 2 Power spectra measured on the minor axis plane (Ponton et al.⁽⁷⁾, NPR=3.71)

等の離散周波数音はスクリーチ音とその倍調波であると考えられる。なお、せん断層の安定性解析結果⁽⁸⁾から $u_c=0.6u_j$ とした。

1kHzから3kHz付近の低周波数帯域のスペクトル形状に着目すると、図中Aに示すように主ジェット前方においてより盛り上がった形状になっており、騒音が主ジェット前方において顕著になる傾向は過去の研究⁽⁹⁾で得られた知見と一致している。低周波数の乱流混合騒音は、せん断層内を発達しながら移流していく大規模渦の運動により発生したと思われる。⁽⁹⁾

図3の3-4kHzの帯域には比較的鋭いピークが見られるが、計測点によってその帯域が移動しておらず、式(2)で示されるような、BBSNの特徴である指向性が確認できない。また式(1)と式(2)を比較するとBBSNの音圧が最大になる周波数はどの計測点においても常にスクリーチ周波数よりも高周波数側に存在するので、この比較的鋭いピークはBBSNとは違った性質を持つ騒音成分であると考えられる。この騒音成分に関しては、図2において記号Aで示した帯域にも同様に計測されているが、騒音

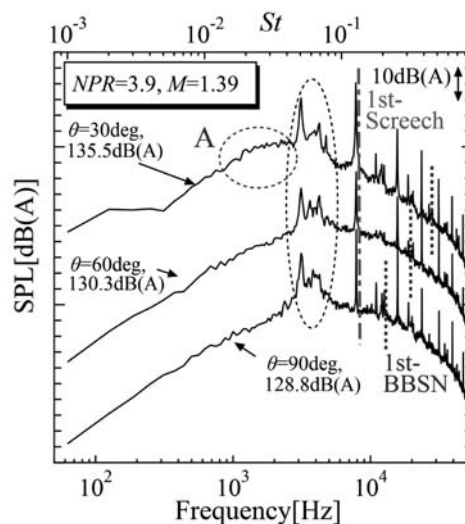


Fig. 3 Power spectra (w/o microjet, NPR=3.9)

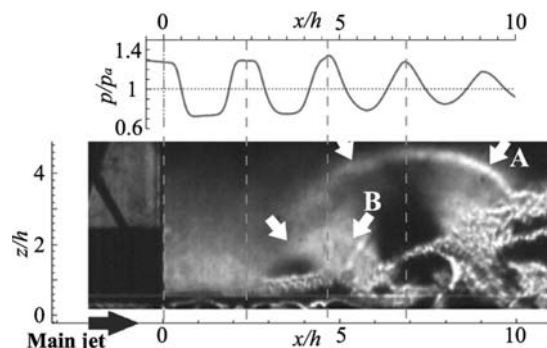


Fig. 4 Instantaneous Schlieren image of the upper shear layer (w/o microjet, NPR=3.9)

の発生要因に関する明確な知見はこれまでの研究で得られていない。

スクリーチ音より低周波数の帯域に計測された離散周波数音の発生要因を明らかにするため、せん断層付近を拡大して可視化した。図4は上部のせん断層に着目してノズル短辺側を撮影したシュリーレン画像でCFD解析によって得られた圧力分布を合わせて示している。図中には第3ショックセル、第2ショックセルから発生する音波の波面A及びBが可視化されている。

ジェットの振動周波数を調査するため、図4の画像中の輝度値の周波数解析を実施した。本研究では8bitモノクロビットマップ画像として瞬時画像を取得しており、画素ごとに輝度値の周波数解析を行い周波数ごとの振幅を分析した。図5に結果を示す。上図は約3.3kHzの振動の振幅コンター、下図は約8.0kHzの振動の振幅コンターを表している。図5の振幅コンターでは、白色の部分が周囲に比べて振幅が大きい位置である。図5に示した2つの周波数以外のデータも確認したところ、スクリーチ音の周波数である約8kHzの振動が支配的となっていることがわかった。また、約3.3kHzにおいても局所的に振動が大きい箇所 ($x/h=7$ 付近) が存在している。図4によるとこの位置は第3ショックセル終端付近に該当する。

スクリーチ音の周波数予測式(1)においてフィードバックループの片道距離 L に $7h$ を代入すると約3kHzとなり、図3においてスクリーチ音の次に音圧の高い周波数にはほぼ一致することがわかった。

$$f \sim 1 / \left(\frac{7h}{u_c} + \frac{7h}{c} \right) \quad (3)$$

また、図3の4.5kHz付近の離散周波数音に関してはノズル出口から第2ショックセル末端までの距離(4.6 h)をフィードバック長とすると対応することがわかった。

この騒音がスクリーチ音の1種であることを示すため、フィードバック構造の遮断を目的として、図6に示すよ

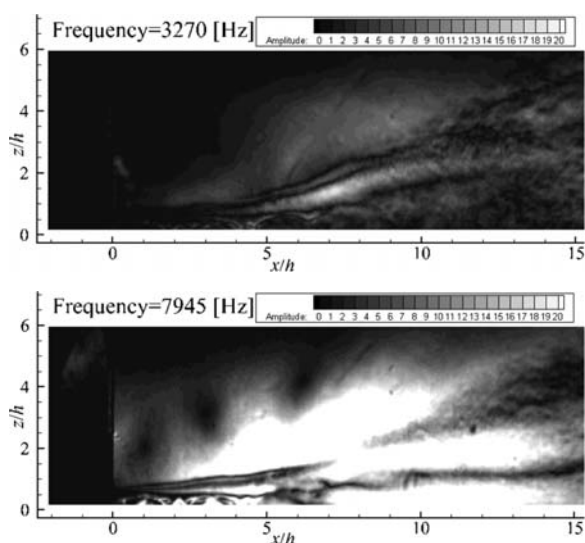


Fig. 5 Frequency analysis of Schlieren images (w/o microjet, NPR=3.9, amplitude)

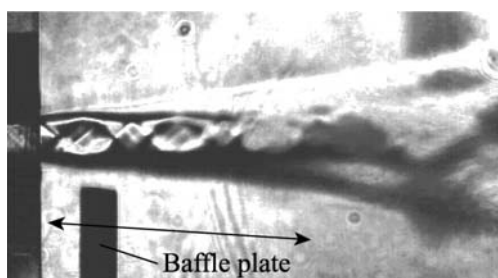


Fig. 6 Positions of baffle plate (NPR=3.9)

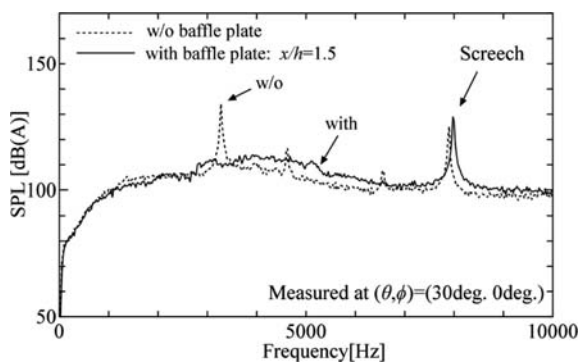


Fig. 7 Power spectra in the cases with and without baffle plate (NPR=3.9)

うな邪魔板(幅はノズル長辺長さ b 程度)を挿入する実験を実施した。邪魔板は下側のせん断層付近に設置して流れ方向に移動させ、上側のせん断層から発生する騒音を計測した。図7はスペクトル解析の結果である。音響計測では20kHzまでの分析とし10kHzまでを図中に示した。邪魔板を、図6に示すように第3ショックセルよりも上流側の位置に挿入した場合に、3.3kHzおよび4.5kHzのピークが消滅している。マイクロジェット非噴射時には主ジェットの上側と下側が一体となったフィードバックループを形成するために、片側の邪魔板によって騒音に変化したものと考えられる。一方スクリーチ音は周波数が若干変化するものの音圧は低下していない。

このような結果から、低周波数帯域の離散周波数音はショックセル複数分をフィードバック長とするスクリーチ音であると推測される。図4及び図5の結果から、基本周波数のスクリーチ音はショックセルごとに発生し、ショックセル3つ分の長さのフィードバック長を有する3.3kHz付近の離散周波数は第3ショックセル末端で発生するものと思われる。

5. 騒音変化の要因に関する考察

5.1 低周波数騒音の低減要因

低周波数の乱流混合騒音は、マイクロジェットが大規模渦構造の発生や成長を抑制することによって低減されたものと思われる。大規模渦構造はせん断層不安定によって成長するため、渦構造が大規模化する前に崩壊させることが不可欠である。図8から図10は不足膨張ジェット(NPR=3.9)のケースにおけるyz面でのマッハ数コンターを示しており、上半分はマイクロジェット噴射時、下半分は非噴射時を示している。図9のType 1-2つおき噴射の場合には、マイクロジェット噴射口下流ではマイクロジェットが貫入し、噴射口間ではせん断層が盛り上がり、全体的にはせん断層がy方向に波状に変形している様子が見られる。この3ケースの中ではType 1-2つおき噴射の場合に最も騒音が低減し

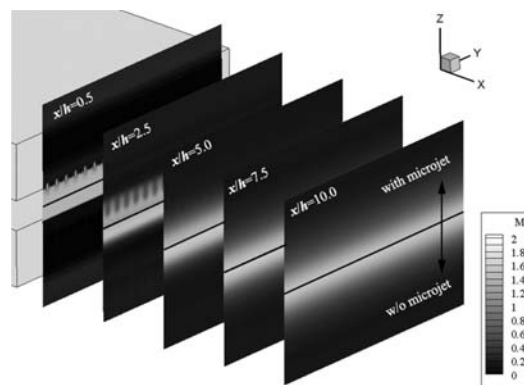


Fig. 8 Mach number contours on the planes perpendicular to the main jet axis (CFD)

Upper: Type1-all-hole injection
Lower: NPR=3.9, w/o microjet

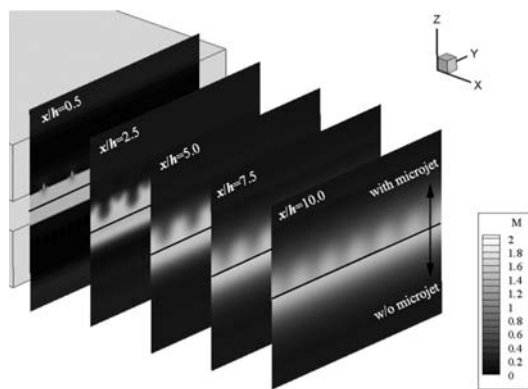


Fig. 9 Mach number contours on the planes perpendicular to the main jet axis (CFD)

Upper: Type1-every-three-hole injection
Lower: $NPR=3.9$, w/o microjet

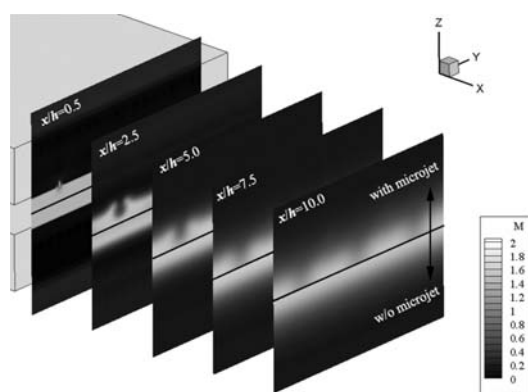


Fig. 10 Mach number contours on the planes perpendicular to the main jet axis (CFD)

Upper: Type1-every-six-hole injection
Lower: $NPR=3.9$, w/o microjet

た⁽¹⁾。全噴射時にはマイクロジェットの間隔が狭いため下流ではせん断層の y 方向の大規模な変形が起こらず、2次元的な流れ場になっている。5つおき噴射の場合には y 方向の大規模な変形が起こるものの、噴射口数が少ないため下流でもマイクロジェットの影響を受けていない領域が存在している。このケースでは低周波数騒音の低減量がType 1-2つおき噴射よりも小さく、可視化結果からもフラッピング運動が残り、大規模渦構造が発達する様子が見られた⁽¹⁾。これらの結果から、低周波数の騒音を大きく低減させるには、渦構造が大規模化する前に崩壊させることが重要であると考えられる。

5.2 離散周波数音の低減要因

スクリーチ音などの離散周波数音は、衝撃波とせん断層内の乱れが干渉して発生した音波がノズル出口の乱れに圧力擾乱として作用するフィードバック構造が関係しており⁽⁹⁾⁻⁽⁵⁾、ノズル出口でマイクロジェットを噴射することでフィードバック構造が崩壊したものである。不足膨張の主ジェットにおいて、Type 1-2つおき噴射の場合にスクリーチ音や低周波数の離散周波数が大きく低減した⁽¹⁾結果や離散周波数音の発生機構から、大規模

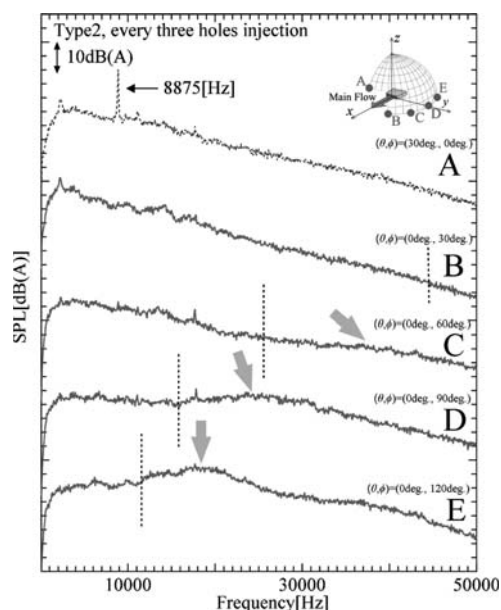


Fig. 11 Power spectra in the case of Type2 injection ($NPR=3.9$, $P_m/p_a=5.0$)

渦発生抑制あるいは衝撃波構造の弱体化が必要であると予想される。Type 2-全噴射時には流れ場が2次元的になり⁽¹⁾、離散周波数音の音圧レベルが増大した。マイクロジェットをノズル出口付近で噴射するだけでは不十分でマイクロジェットの間隔をあけることで2次元的な流れ場になることを防ぐ必要がある。

5.3 高周波数騒音の増加要因

不足膨張の主ジェット ($NPR=3.9$) に対して、マイクロジェットをType 2噴射とした場合のスペクトルを図11に示す。それぞれの計測点の位置は図中に示した。このケースではマイクロジェット噴射による高周波数騒音の増大が顕著であった⁽¹⁾。主ジェット前方方向 (BからEの方向) にマイクロホンを移動させると、計測点C, D及びEに確認できるスペクトルの山状の盛り上がり部が低周波側にシフトしている。前報⁽²⁾で示したマイクロジェット自体から発生するジェット騒音の計測結果からスペクトルの指向性が一致しないため、マイクロジェット自体から発生する騒音が主因ではない。また、マイクロジェットが大規模渦構造の発生を抑制する際に生じる微細な乱流渦による騒音の可能性はあるが、微細な乱流渦から発生する乱流混合騒音は指向性をほとんど持たないとされる⁽¹⁰⁾。以上のことから、図11の指向性をもとに判断すると、マイクロジェット噴射によって衝撃波構造が強化され、BBSN (式(2)) が発生したと考えられる。Type 2噴射の場合には長辺側の計測点 $(\theta, \phi) = (30\text{deg}, 0\text{deg})$ においてはスクリーチ音が残留している (図11 A)。この残留スクリーチ音の周波数と式(1)及び式(2)を用いてBBSNの周波数を逆算した結果を図11に点線で示す。なお、大規模乱れの移流速度 u_c は $0.6u_j$ ⁽⁸⁾とした。スペクトルが盛り上がっている帯域 (例えば $\phi = 120\text{deg}$ のスペクトルでは14kHz付近) と予測周波数は

完全には一致していないが、スペクトルの盛り上がり為主ジェット側方向に移動するにつれ低周波数側にシフトする様子は定性的に捉えている。また、不足膨張ジェットに対してType 1 噴射した場合にはショックセル構造が弱まり高周波数騒音が上昇しなかった⁽²⁾。この試験結果は、マイクロジェット噴射によってショックセル構造が強化された場合にはBBSNにより高周波数騒音が発生する、という考察を裏付ける結果であると考えられる。

6. 適切な噴射方法

図12に不足膨張の主ジェット (NPR=3.9) におけるマイクロジェットの有無による音響パワーレベル (PWL) の変化を示す。本研究では原義的な音響パワーレベルではなく、噴射方法ごとの騒音低減性能を示す値として、計測結果から算出する形に定義を変えて評価に用いた。本研究における音響パワーレベルは次式で定義され、計測面から周囲大気に放出される音響エネルギーを表す。

$$PWL = 10 \log_{10} \left(\frac{\sum \bar{p}_i^2 dS_i}{\rho c I_0} \right) = 10 \log_{10} \left\{ \frac{\sum p_0^2 dS_i 10^{(OASPL_i/10)}}{\rho c I_0} \right\} \quad (4)$$

ここで ρ , c は周囲大気の密度及び音速, I_0 は基準音響パワー ($10^{-12}W$), dS_i 及び \bar{p}_i は計測点 i が受け持つ計測面上の面積と音圧を表す。 \bar{p}_i は計測したOASPL値から算出した。図中横軸は質量流量比, 縦軸はマイクロジェット噴射前後でのPWLの差分を表し、負値が騒音低減を意味する。

不足膨張ジェットに対してType 1 噴射とした場合には流量比の増加とともに騒音低減量が増加している。高流量比側で流量比の割に騒音低減量が得られていないのは高周波数騒音の影響であると思われる⁽¹⁾。Type 2 噴射時には全噴射すると騒音が逆に増大している。Type 2-2つおき噴射など間隔をあけてマイクロジェットを噴射した場合にはType 1 噴射と同程度か、それ以

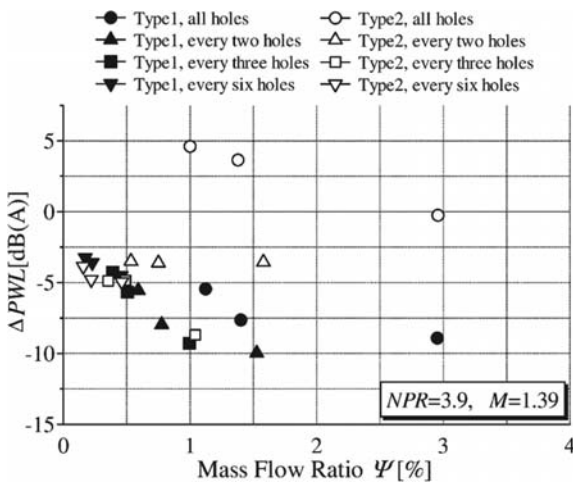


Fig. 12 Change of PWL (NPR=3.9)

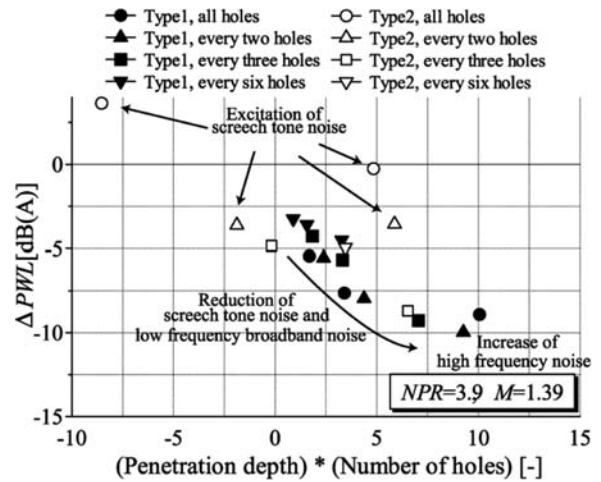


Fig. 13 Change in PWL (NPR=3.9) (Horizontal axis is penetration depth)

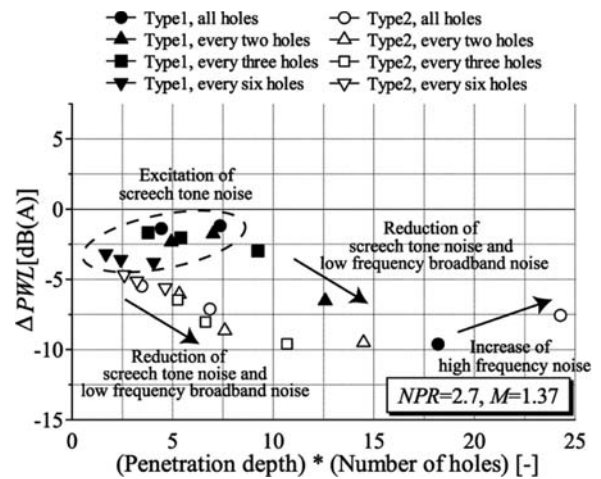


Fig. 14 Change in PWL (NPR=2.7)

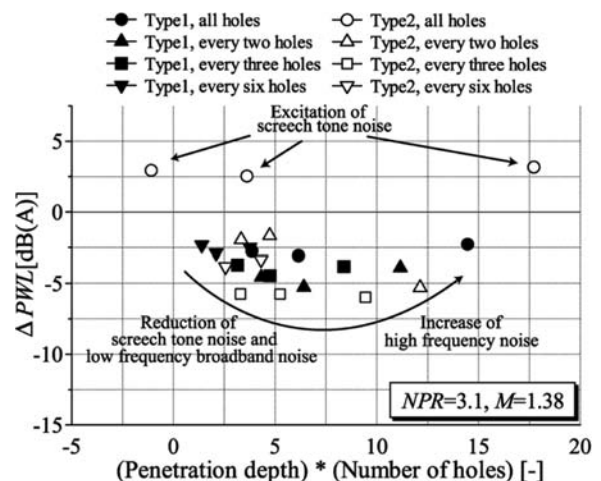


Fig. 15 Change in PWL (NPR=3.1)

上の騒音低減量が得られている。不足膨張の主ジェットに対しては最大で10dB(A)のPWL低減が達成されている。しかし、Type 1 全噴射時のように流量比で音響パワーレベルの低減量を整理できていない。

そこで、騒音低減に重要な役割を果たすせん断層の変形を表わす量として以下のようにマイクロジェットの貫通高さを定義する。

$$\text{Penetration depth} = \left(0.5h - \int_{x_0}^{8.5h} \frac{z(x)}{8.5h - x_0} dx \right) / 0.5h \quad (5)$$

ここで x_0 はマイクロジェットノズルの位置を表す。 $z(x)$ はCFD解析結果から得られたマイクロジェットの中心を通る流線の z 座標で、CFD解析の結果から数値的に積分して算出した。積分範囲は数値解析が有効な範囲すなわち壁面静圧データの取得範囲 ($x \leq 8.5h$)⁽²⁾とした。貫通高さは主ジェットとマイクロジェットの運動量流束比によって見積もることができるが、数値解析のデータを用いることでマイクロジェットによる主ジェット状態の変化を加味することができる。本研究ではマイクロジェットのの本数を変化させているため、この貫通高さにマイクロジェットのの本数を乗じた。図13に結果を示す。

図12ではType 1 全噴射時の傾向が流量の割に低減量が少ない傾向が見られたのに対し、貫通高さで示すと騒音低減量がある程度整理できていることがわかる。図14及び図15に過膨張ジェット ($NPR=2.7$) 及び適正膨張ジェット ($NPR=3.1$) の結果を示す。過膨張ジェットや適正膨張ジェットでもスクリーチ音を励起するパラメータ以外では概ね横軸とPWL変化量の間に関連を確認することができる。 $NPR=3.1$ の場合には主ジェット内部圧がマイクロジェットによって上昇しやすいため、高周波数騒音増大の影響が大きく、PWL低減量が悪化し始める貫通高さが $NPR=2.7$ や 3.9 に比べて小さくなっている。このように貫通高さと同様に噴射口数を用いると騒音低減量や現象をある程度整理することができ、噴射量が大きくなると高周波数騒音の影響で騒音低減量が頭打ちになることが明確になった。

$NPR=3.9$ のような不足膨張ジェットではノズル出口圧が大気圧よりも高いため、ノズル外のせん断層に対して噴射するようなType 1 噴射が噴射方法として望ましい。噴射口数及び噴射圧は主ジェット内部圧が上昇せず、せん断層の変形を誘起できるように設定することが求められる。本研究の検討結果では $s/d=8-11$ が適当である。過膨張ジェットでは、ノズル出口圧と大気圧の乖離度が大きい場合にはノズル内での噴射によって衝撃波構造の弱体化が期待できる。 $NPR=2.7$ のジェットのように乖離度が小さい場合には出来る限り内部圧の上昇を抑えることが重要になる。適正膨張に近い状態のジェットでは、マイクロジェットによって必ずジェット内部圧力が上昇し、高周波数騒音が増大する。マイクロジェットの設計には低周波数抑制と高周波数増大がトレードオフの関係になる。高周波数帯域の騒音は実スケールエンジンでは騒音規制対象帯域になることが予想されるため⁽⁸⁾、増大しないように最大限の配慮が求められる。

7. 結言

マッハ数約1.4の矩形ジェットに対してマイクロジェットが音響場と流れ場に及ぼす影響について調査し、騒音低減要因と適切な噴射形態について考察を行った。結果は以下にまとめられる。

- (1) 高アスペクト比の超音速矩形ジェットでは衝撃波関連騒音は顕著ではなく、スクリーチ音が支配的な音響場になる。スクリーチ音より低周波数の帯域にも離散周波数音が計測される。
- (2) 過去の実験データ等の見直しや邪魔板による音響フィードバックループの遮断実験から、スクリーチ音より低周波数の帯域に計測される離散周波数音は、ショックセル複数分の長さをフィードバックループ長とするスクリーチ音であることを見出した。
- (3) マイクロジェット噴射時に増大する高周波数帯域のスペクトルは、広帯域衝撃波関連騒音と同様の指向性を有し、マイクロジェットによって衝撃波が強くなる場合に顕著に見られることを示した。過去の研究で提唱されている周波数予測式を用いた検討で、マイクロジェット噴射によって増大する高周波数帯域の騒音は広帯域衝撃波関連騒音である可能性が高いことを示した。
- (4) 音響パワーレベルの低減量はマイクロジェットの主ジェットへの貫通高さで整理することができる。
- (5) 主ジェットの膨張状態ごとに適切な噴射方法に向けた指針を提示した。不足膨張ジェットに対してはノズル外のせん断層に、過膨張ジェットに対してはノズル内の境界層に噴射するのがよい。

謝辞

本研究には科学研究費 基礎研究B (課題番号20360381) の援助を受けた。また、著者の一人は文部科学省GCOEプログラム「機械システム・イノベーション国際拠点」による補助を受けた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- (1) 岡田隆一, 渡辺紀徳, 鶴沢聖治, 姫野武洋, 井上智博, 大石勉: 超音速矩形ジェットから発生する騒音のマイクロジェットによる抑制 一第一報 騒音低減効果と流れ場の変化一, 日本ガスタービン学会誌 掲載予定
- (2) 岡田隆一, 渡辺紀徳, 鶴沢聖治, 姫野武洋, 井上智博, 大石勉: 超音速矩形ジェットから発生する騒音のマイクロジェットによる抑制 一第二報 主ジェット条件の影響一, 日本ガスタービン学会誌 掲載予定
- (3) Tam, C., K., W.: Supersonic Jet Noise, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 27 (1995), pp. 17-43.
- (4) Powell, A.: On the Mechanism of Choked Jet Noise, Proceedings of the Physical Society of London, Vol.66 (B) (1953), pp. 1039-1056.
- (5) Tam, C., K., W.: The Shock-Cell Structures and Screech Tone Frequency of Rectangular and Non-

- Axisymmetric Supersonic Jets, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 121, No. 1 (1988), pp. 135-147.
- (6) Harper-Bourne, M. and Fisher, M. J.: The Noise from Shock Waves in Supersonic Jets, AGARD-CP-131, (1973).
- (7) Ponton, M. K., Manning, J. C. and Seiner, J. M.: Far-Field Acoustics of Supersonic Rectangular Nozzles with Various Throat Aspect Ratios, NASA Technical Memorandum 89002, (1986).
- (8) 岡田隆一: 超音速矩形ジェットから生じる騒音のマイクロジェット噴射による低減, 東京大学博士論文, (2013).
- (9) Tam, C., K., W., Viswanathan, K., Ahuja, K., K. and Panda, J.: The Sources of Jet Noise: Experimental Evidence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 615 (2008), pp. 253-292.
- (10) Lighthill, M., J.: On sound generated Aerodynamically. 1. General Theory, *Proceedings of the Royal Society A*, Vol. 211, No. 1107 (1952), pp. 564-587.