

小型超音速風洞内にワイヤー格子を設置した流れの RANS による数値解析

RANS Simulation of Flow in Small-sized Supersonic Wind Tunnel with Wire Grid

- 大島 渉, 岡山大院, 岡山県岡山市北区津島中 3 丁目 1 番 1 号, peja6qd1@s.okayama-u.ac.jp
 永田 靖典, 岡山大院, 岡山県岡山市北区津島中 3 丁目 1 番 1 号, ymagata@okayama-u.ac.jp
 河内 俊憲, 岡山大院, 岡山県岡山市北区津島中 3 丁目 1 番 1 号, kouchi@okayama-u.ac.jp
 柳瀬 眞一郎, 岡山大院, 岡山県岡山市北区津島中 3 丁目 1 番 1 号, yanase@okayama-u.ac.jp
 Sho Oshima, Okayama University, 3-1-1, Tsushimanaka, Kita-ku, Okayama City, Okayama
 Yasunori Nagata, Okayama University, 3-1-1, Tsushimanaka, Kita-ku, Okayama City, Okayama
 Toshinori Kouchi, Okayama University, 3-1-1, Tsushimanaka, Kita-ku, Okayama City, Okayama
 Shinichiro Yanase, Okayama University, 3-1-1, Tsushimanaka, Kita-ku, Okayama City, Okayama

Ground tests have airflow turbulence that are not found in flight tests. Computational fluid dynamics (CFD) has attracted attention to understand the effects of this turbulence. The flow in small-sized supersonic wind tunnel with wire grid was simulated by RANS. At upstream of the wire, boundary layer separations and a choke were observed, and a complex shock wave structure was observed at downstream. However, the larger the wire diameter, the farther the wall static pressure was from the experimental value. It is thought that the main cause is that boundary layer separations in the upstream of the wire is overestimated.

1. 結論

近年, 宇宙航空分野において極超音速輸送機の開発が積極的に行われている。極超音速輸送機のエンジンとして, マッハ 3 以上で使用可能な空気吸い込み式エンジンであるスクラムジェットエンジン (Supersonic Combustion Ramjet Engine の略称) が有望視されている。しかし, スクラムジェットエンジンは未だ技術的問題点も多くあるのが現状である。現在, JAXA 角田宇宙センターを中心にスクラムジェットエンジンの研究が行われている。高温・高マッハ数の気流を作り出すために, 地上試験においては水素を燃焼させる。しかし, この環境は人為的に生成されたため, マッハ数などの代表的なパラメータを合わせても, 水素の燃焼などの影響により気流に乱れが発生し, エンジン内部の流れなどの計測結果に影響を与え, 風洞試験と飛行試験の結果が異なる可能性がある。この気流の乱れが燃料の混合にどのような影響を与えるのか把握することが重要になる。把握する方法として大きく実験と数値計算が挙げられるが, 実験では回数, 取得データ数は限られたものにならざるを得ない⁽¹⁾。そのため, 不足したデータから乱流構造を把握するためには数値流体力学(CFD)による補完が必要になる。そこで本研究では CFD を用いた数値計算を行う。

岡山大学では, 超音速流れ場の燃料混合において気流の乱れがどのような影響を与えるかに関する研究が行われている。実験では, 設計マッハ数 2 の小型超音速風洞を用いて実験が行われている。現在, 気流に乱れを意図的に導入する方法として流路内にワイヤー格子を設置する方法が用いられている。このワイヤーによる気流の乱れの有無が, 壁から垂直に噴射する噴流にどのような影響があるのかを圧力測定や PIV, シュリーレンなどの様々な方法で実験されている。しかしながら, 実験では風洞内での流れについて明らかにすることは難しい。そこで, 風洞内の流れを明らかにするため数値計算を用いて解析を行う。本研究ではまず噴流のない風洞内の流れの数値計算を行った。次にワイヤー格子の無い条件とワイヤー格子のある条件での解析モデルを作成し計算を行った。その上で, 条件ごとに計算結果と実験結果の比較検討を行った。

2. 計算手法

本研究ではオープンソースの CFD 解析ソフトである OpenFOAM⁽²⁾を用い, 3次元非定常圧縮性 RANS 解析を実施した。使用ソルバは Kurganov と Tadmor の中央風上スキームに基づいた密度ベースの圧縮性流体ソルバである rhoCentralFoam で, 支配方程式は, 質量保存・運動量保存・エネルギー保存の式であり, それぞれ式(1)~(3)に示す⁽³⁾。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \mathbf{U}] = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{U}(\rho \mathbf{U})] + \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{U}(\rho E)] + \nabla \cdot [\mathbf{U}p] + \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \otimes \mathbf{U}) = \nabla \cdot (K \nabla T) \quad (3)$$

∇ はベクトル微分演算子, \mathbf{U} は流速ベクトル, ρ は密度, t は時間, $\boldsymbol{\sigma}$ は粘性応力テンソル, p は圧力である。また, K は熱伝導率, T は温度, E は $E = e + |\mathbf{U}|^2/2$ で表される単位質量当たりの全エネルギー, e は $e = C_v T = (\gamma - 1)RT$ で表される内部エネルギー, γ は $\gamma = C_p/C_v$ で表される比熱比である。温度は式(4)を用いて計算する。

$$T = \frac{1}{C_v} \left(\frac{\rho E}{\rho} - \frac{|\mathbf{U}|^2}{2} \right) \quad (4)$$

3. 計算条件

本研究では, 岡山大学で行われている小型の超音速風洞での実験を比較対象とする。実験では, 光学計測に特化した試験部断面 10mm×10mm, 試験部長さ 100mm, 設計マッハ数 2 の小型超音速風洞 (Fig.1) を用いて圧力測定や PIV, シュリーレンなど様々な実験, 計測を行っている。Fig.2 に本研究で用いた小型超音速風洞の計算モデルを示す。また, Fig.2 で緑枠で囲った部分におけるワイ

ワイヤー近傍のメッシュを Fig.3 に示す. 左側が Inlet, 右側が Outlet となっている. スロート部から 38.32mm の位置に Fig.4 のような縦 2 本×横 2 本のワイヤー格子を設けた. メッシュを作成後, ワイヤー格子を設定するため, ワイヤーの断面形状はメッシュの形状に依存する. 本研究ではワイヤーの断面形状は正方形となっている. 正方形の一辺の長さをワイヤー径と呼ぶ.

計算条件を Table1 に, 境界条件を Table2 に示す.

“pressureInletOutletVelocity” は, 速度の境界条件である. 境界面の法線方向の成分には勾配なしの条件を, 境界面の接線方向の成分は固定値で設定できる. 本研究では, 接線方向の流速は 0 [m/s] とした.

“waveTransmissive” は, 圧力の境界条件である. 出口において波を反射せず, 圧力を固定値で設定する条件である. 超音速流れ場の出口条件として用いられることが多く, 本研究でもこれを用いる. 設定した圧力は 12.780 [kPa] である.

ワイヤーなしとワイヤー径 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 [mm] の 5 ケースの計算を定常状態になるまで行った. Fig.2 における青線上の側壁圧力を実験と比較した. 本稿では Fig.2 のように xy 軸を設定し, z 軸を奥から手前方向に設定する. x 軸の原点はワイヤーの位置とする.

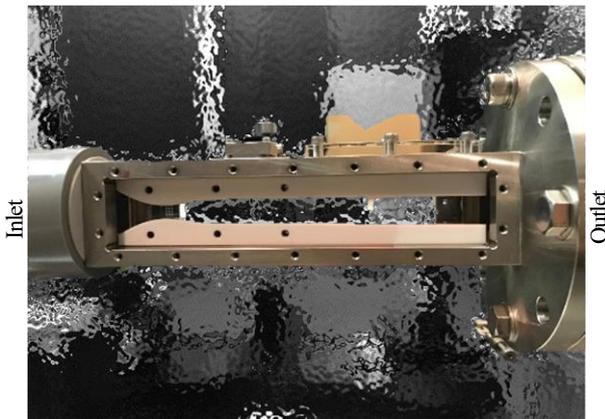


Fig. 1 Small-sized Supersonic Wind Tunnel.

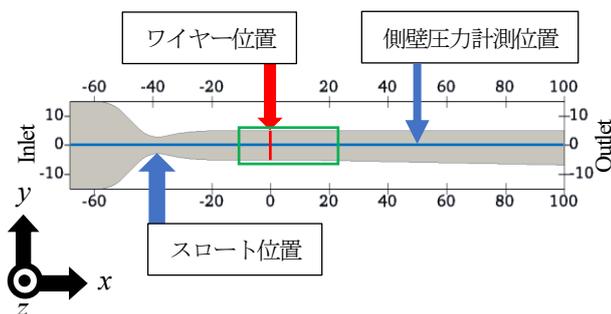


Fig. 2 Calculation model.

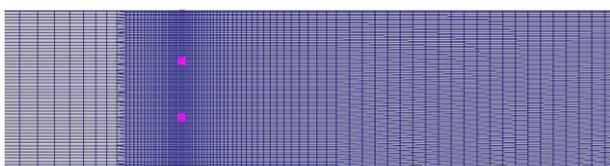


Fig. 3 Calculation mesh near wire.

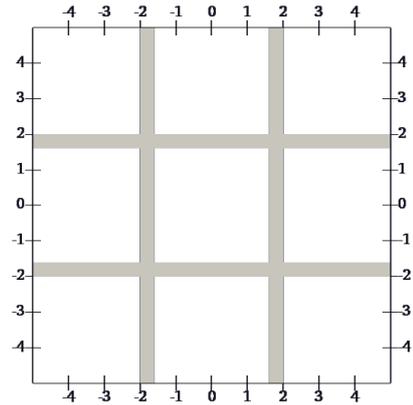


Fig. 4 Wire grid (wire diameter 0.4mm)[mm]

Table1 Calculation conditions.

格子数	約 220 万点
壁面 y^+	70 以下
計算時間間隔 [s]	5×10^{-8}
作動流体	窒素 (N_2)
粘性係数 A_s [$Pa \cdot s$]	1.40098×10^{-6}
サザーランド定数 T_s [K]	107
乱流モデル	SST $k-\omega$ モデル
ワイヤー径 [mm]	ワイヤーなし, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4

Table2 Boundary conditions.

	Inlet	Outlet	Wall
U [m/s]	zero gradient	pressureInletOutletVelocity	no slip
p [kPa]	99.11	waveTransmissive 12.78	no slip

4. 計算結果および考察

4. 1. ワイヤーなしの流れ

Fig.5.6 に風洞 z 軸方向中心面の圧力と流速のコンター図を示す. また, Fig.7 に Fig.2 の青線上の壁圧の実験結果^③と比較した結果を示す. Fig.8 にはワイヤー格子位置から 65.5[mm]の位置での上壁から下壁までの主流方向の流速を PIV により得られた実験結果^④と比較したものを示す. さらに, Table3 に数値計算と実験結果^④のそれぞれの 99%境界層厚さを示す.

Fig.8 より RANS での数値解析の結果の方が実験結果より流速は速くなっている. ここで, 今回実験で用いられている PIV とは, 粒子の移動量をごくわずかの時間差で撮影した 2 枚の画像から計算し, 粒子の速度を求める方法である. それにより窒素だけでは計測できないため, アセトン混入して測定している. アセトンは風洞のノズルでの温度低下によって凝集する. この凝集した粒子をカメラでとらえるためアセトンを混入している. 数値計算ではすべて窒素で計算しているため, 実験では数値計算と比べて平均分子量が高くなる. 実験も数値解析も風洞内圧力は変わらないので, マッハ数は同じだと考えられる. よって, 平均分子量が高くなった分, 式(5)より音速が低下する. R は一般気体定数, M は平均分子量である.

$$c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad (5)$$

ゆえに、実験値は数値解析と比べて流速が落ちていると考えられる。アセトンが添加されていないときの音速は、 $c=319.6[\text{m/s}]$ 。今回、実験で添加されているアセトンの濃度は平均5%で、アセトン濃度5%で音速を計算すると、 $c=311.5[\text{m/s}]$ となる。よって、アセトンを5%添加することで音速は2.5%減少する。

また、PIVは前述したとおり2枚の画像から粒子の速度を求める方法である。撮影した画像はデジタル画像であり、位置情報は画素単位で計算する。しかし、粒子の位置は画素単位に準じて変化するものではないので、単位画素以下の移動量を正確に測定することはできない。このことによって生じる速度の誤差をサブピクセルエラーという。この実験で考えられるサブピクセルエラーは最大で86.1[m/s]。アセトン添加による主流速の低下を考慮しても埋められない差は、このサブピクセルエラーだと考えられる。

Table3より境界層厚さは数値計算が実験結果と比べ厚くなっている。これは、数値計算の壁面全てにおいて、乱流境界層として扱っているためであると考えられる。実際にはinlet近くは層流境界層でそこから少しずつ発達し、乱流境界層に遷移していく。そのため、すべて乱流境界層として扱っている本計算では境界層が実験結果と比べ厚くなっていると考えられる。これは遷移モデルなどのその他の乱流モデルによって改善できると考えている。これらのことより、境界層厚さは実験より厚い結果となっているが、壁圧および流速は実験値とよく一致しており、ワイヤー無しの流れについては、風洞内の状況を知る上で十分に模擬できているといえる。

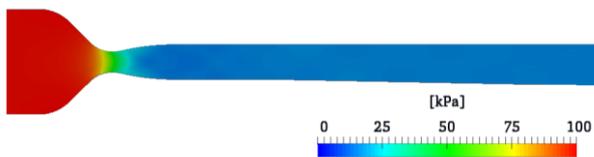


Fig.5 Static pressure of center plane.

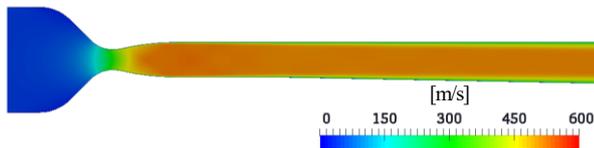


Fig.6 velocity of center plane.

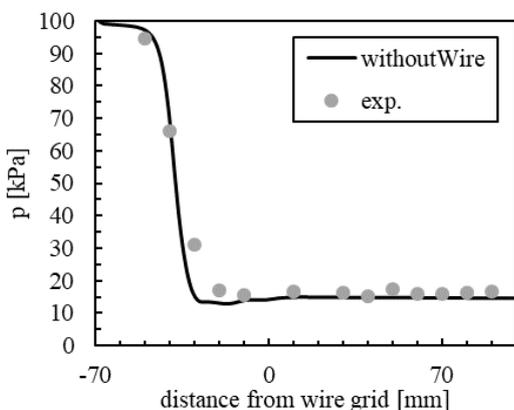


Fig.7 Static pressure on side wall center (without wire).

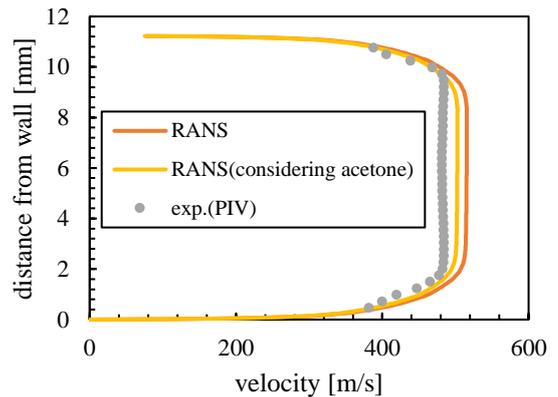


Fig.8 Velocity in the flow direction (without wire).

Table3 Thickness of boundary layer (without wire).

	RANS	exp.
$\delta_{99\%}[\text{mm}]$	2.119	1.7~1.8

4. 2. ワイヤーありの流れ

4. 2. 1. 風洞中心部

RANSによって得られた風洞奥行方向の中心面における圧力分布のコンター図をFig.9(a)~(e)に、マッハ数分布のコンター図をFig.10(a)~(e)に、衝撃波構造の簡略図をFig.11~13に示す。また、今後噴流を導入する予定であるワイヤーから60[mm]下流の位置において風洞中心の上壁から下壁までの流速分布をFig.14に示す。Fig.11~13における上下方向に伸びるワイヤーを縦のワイヤー、奥行き方向に伸びるワイヤーを横のワイヤーと呼ぶ。

流路内にワイヤーを設置することによって、Fig.9,10より、圧力・マッハ数の分布が変化しており、ワイヤー格子が流れ場に影響を与えている。ワイヤー径を変更すると、まず0.1mmと0.2mmのワイヤー上流側で大きな違いが見られる。0.2mmのケースは、0.1mmのケースと比べ圧力が上がり、マッハ数が下がる。これは、0.2mmのケースで風洞のノズル出口付近に垂直衝撃波ができており、減速し圧力が上昇したためである。0.3mmおよび0.4mmのケースにおいても0.2mmのケースと同様のことが起きている。また、ワイヤー下流の流れ場の構造についても、Fig.9,10からワイヤー径0.1mmのケース、0.2mmのケース、および0.3,0.4mmのケースで異なる。0.1mmのケースではワイヤーのすぐ上流で衝撃波が形成されている。その衝撃波の背後には膨張波も形成され、またその背後に衝撃波が形成されている。一方、0.2mmのケースでは、ワイヤーの位置の風洞壁面で境界層が急激に薄くなっている影響で流れが壁面に衝突し、そこから衝撃波が出ていると考えられる。また、0.1mmのケースと同様にワイヤーから膨張波が出ている。さらに、0.3,0.4mmのケースは、ワイヤーから膨張波が出ており、その背後に衝撃波が形成されている。3次的に設置されている各ワイヤーからこれらの波が発生し、交差したり壁で反射したりすることで複雑な構造が形成されていると考えられる。そして、ワイヤーの後ろには、ワイヤーから伸びる流速の遅い領域(伴流)が見られる。以上のことを踏まえると衝撃波構造の模式図はFig.11~13のように表されると考えられる。

Fig.14より、ワイヤー径が大きくなると主流速は低下しており、また、ワイヤーの伴流の影響によりワイヤー位置のところで流速が低くなっている。しかしながら、0.4mmのケースでは、0.3mmのケースと同等の流速分布を示している。0.3mm以上のワイヤー径は流速に影響を与えないのか、ここにも乱流モデルの影響が出ているのか、さらに検討する必要があると考えている。

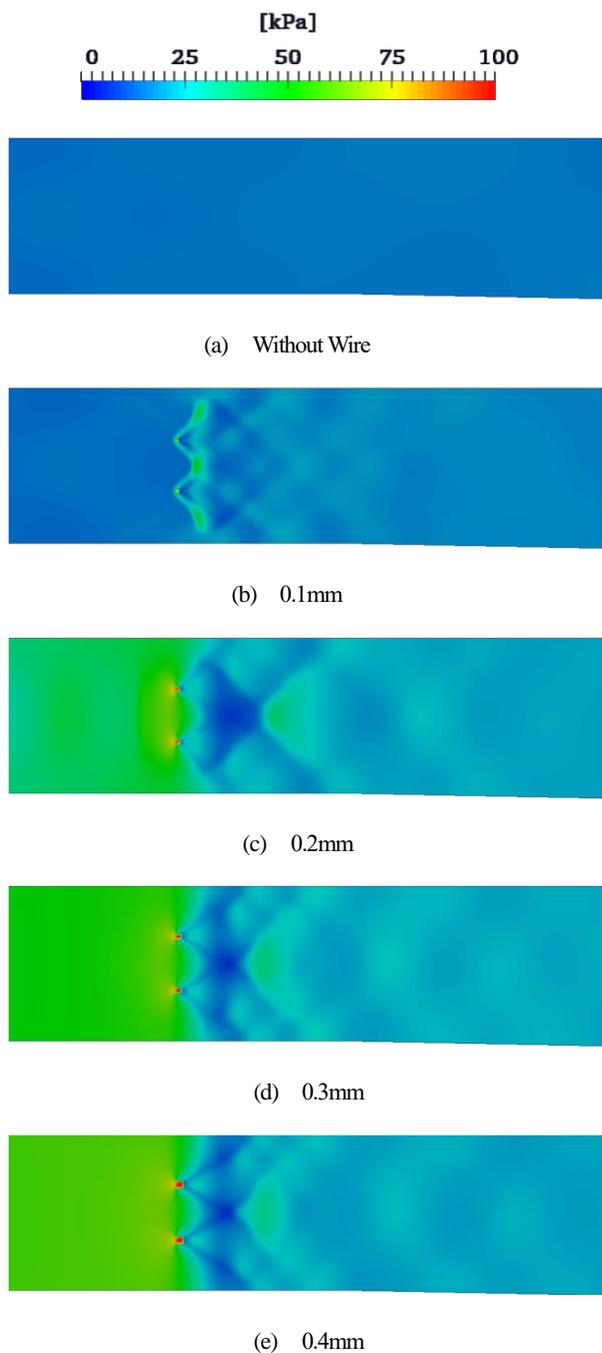


Fig.9 Static pressure at the center of the tunnel near wire.

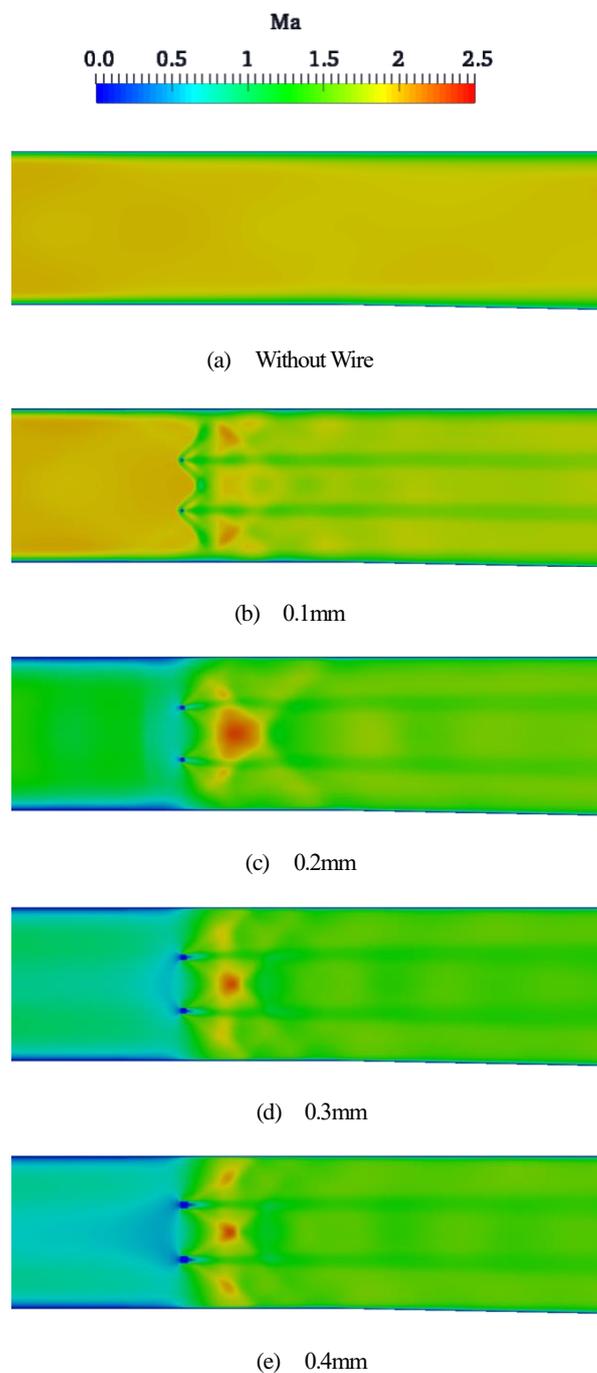


Fig.10 Mach number at the center of the tunnel.

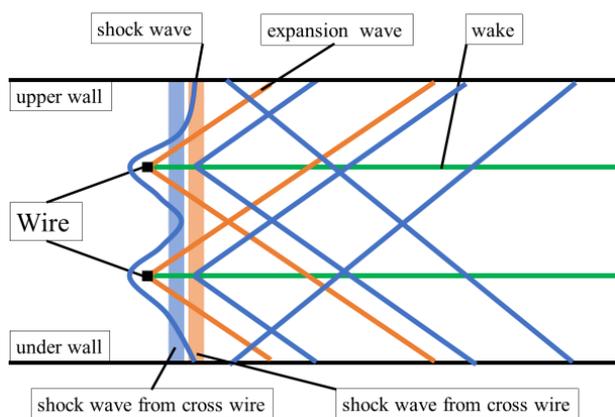


Fig. 11 Simplified image of shock wave structure (0.1mm).

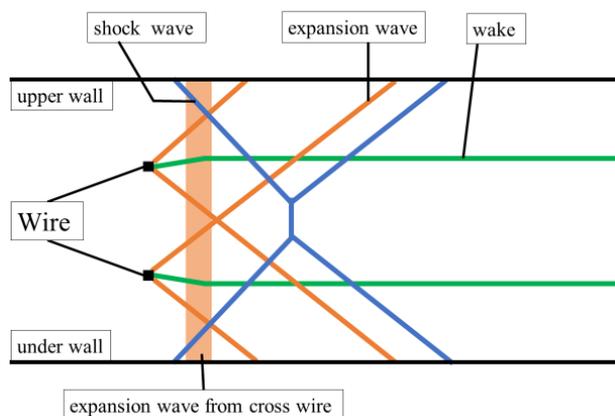


Fig. 12 Simplified image of shock wave structure (0.2mm).

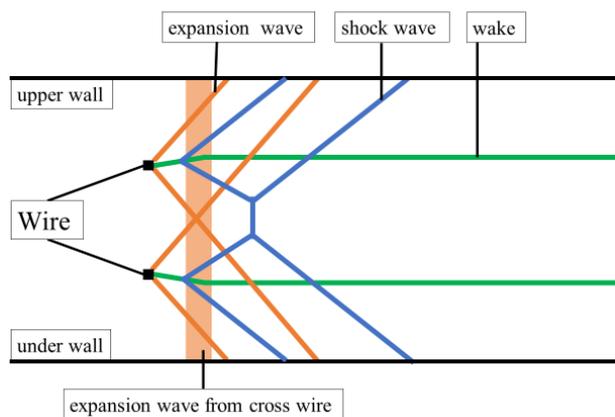


Fig. 13 Simplified image of shock wave structure (0.3mm, 0.4mm).

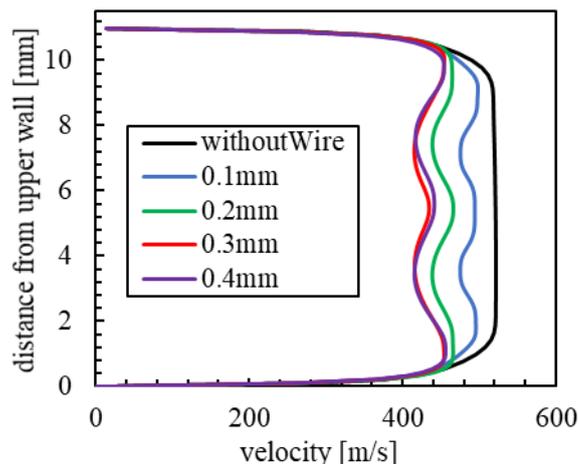


Fig. 14 Velocity in the flow direction.

4. 2. 2. 風洞壁近傍

Fig.15 に各ワイヤー径の RANS によって得られた側壁中心線上の壁圧分布を示す。また、壁圧について RANS によって得られた結果と実験データの比較をワイヤー径ごとに行った。Fig.16(a)-(e) に比較したグラフを示す。Fig.17 にはワイヤー上流の中心断面における圧力のコンター図を示す。さらに、Fig.18 に各ワイヤー径における境界層厚さを比較したグラフを示す。境界層厚さは、主流速の 99%境界層厚さとするが、ワイヤーありのケースでは主流速の決定が難しいため、本研究では、壁から一つ目のピークの値を主流速とし、上壁側と下壁側の平均値を境界層厚さとして算出した。

Fig.15 よりワイヤー径が大きくなるほどワイヤー上流部で圧力が高くなっている。また、圧力が上がり始める点が上流側に移動している。圧力が高くなっているのは、ワイヤー径を大きくしたことにより、閉塞率が増加し、流速が落ちたため圧力が上昇したと考える。さらに、ワイヤー上流部の圧力は風洞のノズルにおける背圧にあたる。また、Fig.17 からワイヤー径が大きくなると垂直衝撃波が上流側に移動している。背圧が上昇したことで、ノズル出口にできていた垂直衝撃波が上流側に移動し、圧力上昇が始まる点が上流側に移動したと考えられる。そして、Fig.16 よりそれぞれを実験結果と比較すると、ワイヤー径が大きくなるほど、実験結果と離れている傾向がある。圧力は実験結果と比べて、ワイヤー上流においては高く、ワイヤー下流ではわずかに低い。ワイヤー径が大きくなることでワイヤーの断面形状が正方形である影響が大きくなると考えている。ワイヤーの断面形状が正方形の場合、円の場合と比べ衝撃波が広がり、風洞内の流れが変化していると考えられる。

また、Fig.18 より境界層厚さを比較すると、ワイヤー無しから 0.2mm までは境界層が薄くなっているが、それ以降ではあまり変化がない。ワイヤー径を 0.5mm 以上にした場合もあまり変化が見られないの、これに関してもさらに検討が必要である。以上のことから、今後、ワイヤー径の再検討をしていく予定である。

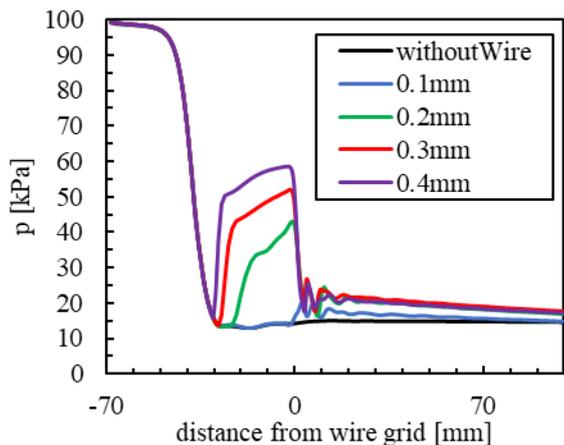


Fig. 15 Wall static pressure for each wire diameter.

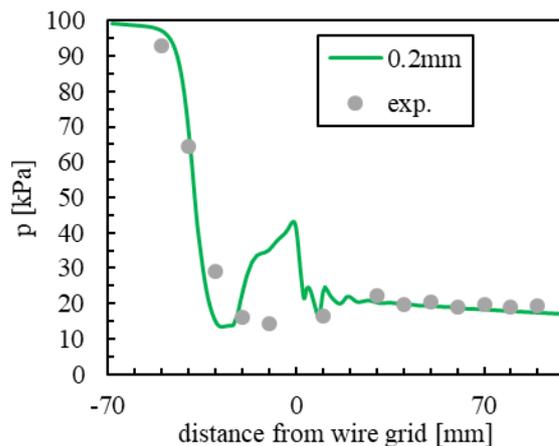


Fig.16(c) 0.2mm

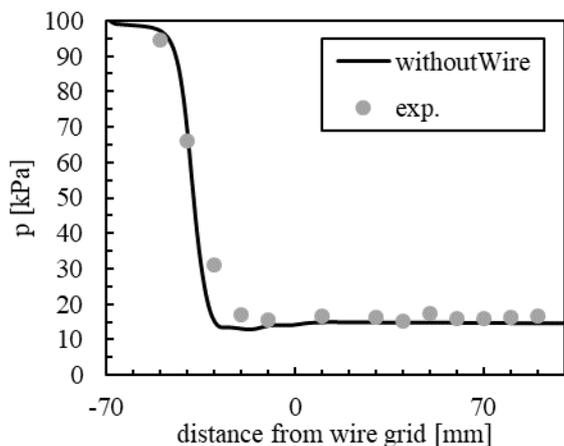


Fig.16(a) without wire

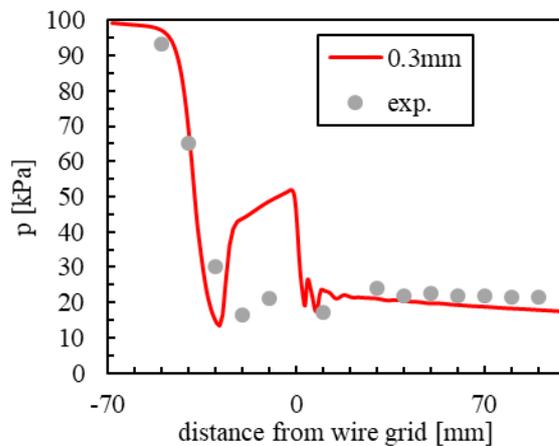


Fig.16(d) 0.3mm

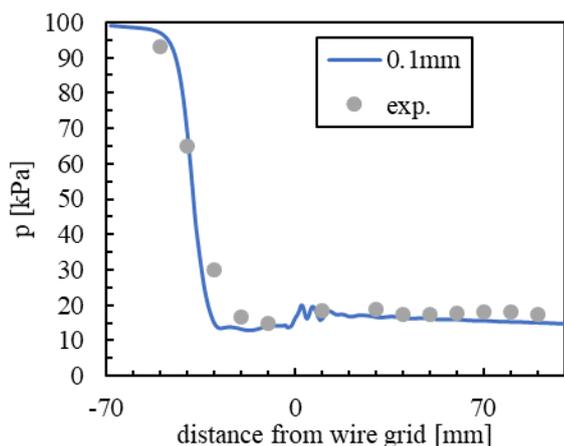


Fig.16(b) 0.1mm

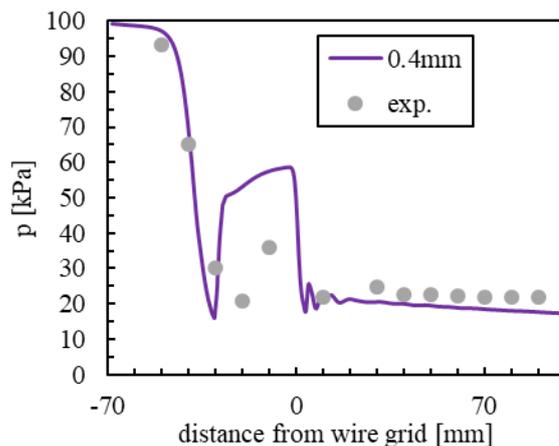


Fig.16(e) 0.4mm

Fig.16 Wall static pressure (calculation vs. exp.)

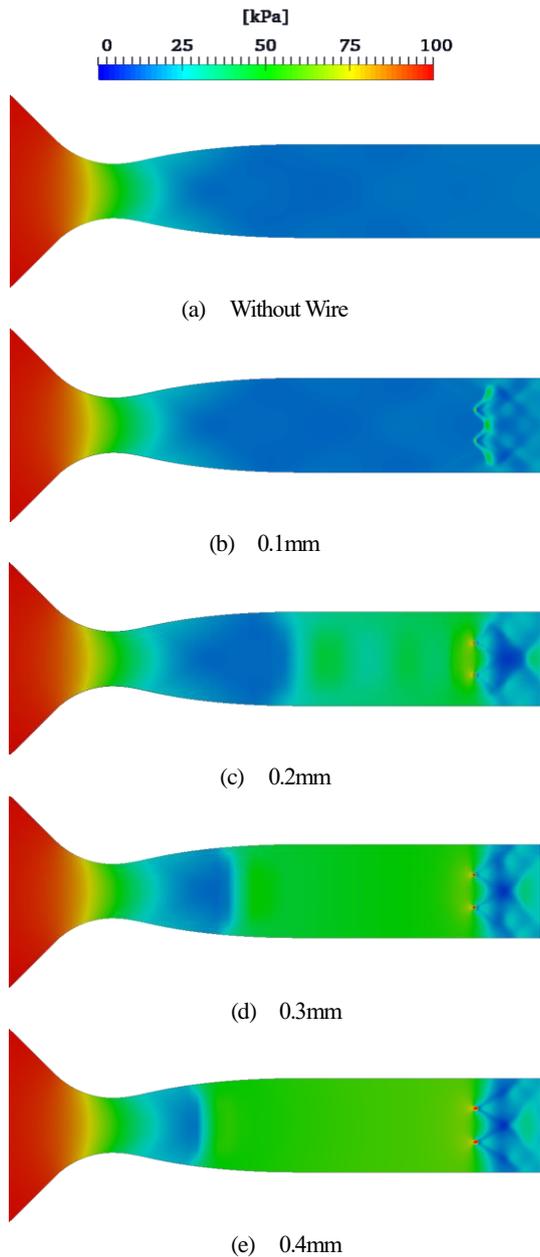


Fig.17 Static pressure at the center of the tunnel.

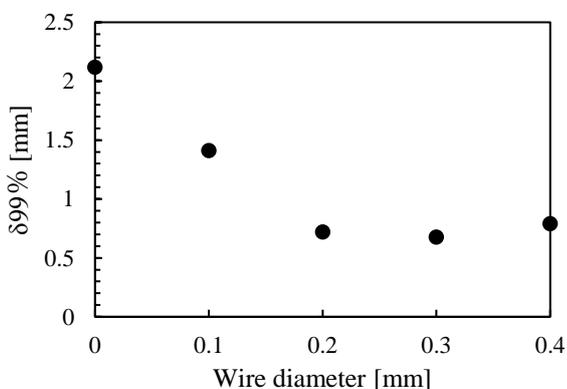


Fig.18 Boundary layer thickness

5. 結言

本研究では、小型超音速風洞の流路にワイヤー格子を設けた流れについて RANS による数値計算を行った。以下に結論を示す。

- (1) ワイヤー格子の無い流れでは、境界層厚さは実験結果に比べ厚かったものの、圧力・速度ともによく一致しており、ワイヤー格子の無い超音速風洞内流れを模擬できた。
- (2) ワイヤー格子ありのケースについて RANS 計算を実施し、その場合の風洞内流れを明らかにした。
- (3) ワイヤー径が 0.1mm のケースでは離脱衝撃波・膨張波・斜め衝撃波の 3 つ、0.2~0.4mm のケースでは湾曲衝撃波・膨張波の 2 つが交わったり反射したりすることで複雑な衝撃波構造を作っていると考えられる。
- (4) ワイヤー径を大きくすると超音速ノズル部に生じる垂直衝撃波が上流へ上がっていった。このことから RANS による数値計算で、ワイヤー径の影響をとらえられることがわかった。

今後、ワイヤー断面の形状の違いを考慮したワイヤー径を検討する。また、その他の乱流モデルの検討も行う予定である。

謝 辞

本研究は、防衛装備庁が実施する安全保障技術研究推進制度の支援を受けたものである。数値計算を実行するにあたっては、北海道大学情報基盤センターのスーパーコンピュータを利用した。

参考文献

- (1) 滝田謙一, “スクラムジェットエンジンにおける超音速乱流燃焼の数値シミュレーション,” 学際大規模情報基盤共同利用・共同研究拠点平成 24 年度共同研究中間報告書, 2012.
- (2) OpenCFD Ltd (ESI Group), “OpenFOAM® -Official home of the Open Source Computational Fluid Dynamics (CFD) Toolbox”, <https://www.openfoam.com/>, 2004-2019.
- (3) Samel, Mihir A., “Numerical Investigation of Gas-Particle Supersonic Flow,” Masters Theses, University of Massachusetts Amherst, 2011.
- (4) 大元朝斗, “超音速格子乱流場における噴流の混合” 岡山大学大学院修士論文, 2019.
- (5) 宮井祥真, “超音速風洞主流に導入した乱れの凝集ナノ粒子を用いた PIV 計測”, 岡山大学卒業論文, 2019.