

移動格子を用いた膨張波管内を伝播する 非定常極超音速衝撃波の数値計算

Numerical Simulation of Unsteady Hypersonic Shock Wave in Expansion Tube Using Sliding Mesh

- 北園一将, 東北大・工, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-04, E-mail: kkitazono@rhd.mech.tohoku.ac.jp
高橋聖幸, 東北大・工, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-04, E-mail: mtakahashi@rhd.mech.tohoku.ac.jp
大西直文, 東北大・工, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-04, E-mail: ohnishi@rhd.mech.tohoku.ac.jp
丹野英幸, JAXA 角田, 角田市君萱字小金沢 1, E-mail: tanno@spaceships.isas.jaxa.jp

Kazumasa Kitazono, Tohoku Univ., 6-6-01 Aramaki-Aza-Aoba, Aoba-ku, Sendai, 980-8579, Japan
Masayuki Takahashi, Tohoku Univ., 6-6-01 Aramaki-Aza-Aoba, Aoba-ku, Sendai, 980-8579, Japan
Naofumi Ohnishi, Tohoku Univ., 6-6-01 Aramaki-Aza-Aoba, Aoba-ku, Sendai, 980-8579, Japan
Hideyuki Tanno, JAXA, KSPC, 1-Koganesawa, Kimigaya, Kakuda, Miyagi 981-1525, Japan

Unsteady flow dynamics driven in an expansion tube was numerically reproduced by solving the axisymmetric compressible Navier-Stokes equations. A carbuncle phenomenon appears when a propagation of an extremely strong shock wave is numerically solved by shock capturing scheme. A sliding mesh approach was used to suppress the carbuncle phenomenon in the expansion tube. The numerical instability was suppressed by reducing a mesh aspect-ratio around the strong shock wave. However, a speed of the shock wave obtained in our simulation was higher than that obtained in a past experiment because of neglecting a real gas effect.

1. 緒言

膨張波管⁽¹⁻³⁾は非定常膨張によって試験気体を超軌道速度まで加速できる高エンタルピー実験装置の一つである。衝撃波管下流に2つ目の隔膜、膨張区間、試験区間、ダンプタンクを接続した装置が膨張波管であり、衝撃波管より生成された衝撃波が第2隔膜に到達すると自然破膜し、その後、試験気流は膨張区間で追加速を受ける。膨張波管は70 MJ/kgを超える高エンタルピー気流を生成可能であるが、他の高エンタルピー実験設備と比較して試験時間が短いという欠点がある。さらに、膨張波管内の流れ場は流体力学的・熱化学的に複雑であるため、実験による試験気流同定は困難である。そこで数値流体力学による解析が有用となる。

過去には1990年代初頭、Jacobsによって初めて理想気体による膨張波管流れ場の軸対称数値計算が行われた⁽⁴⁾。このシミュレーションは、NASA/GASLの膨張波管HYPLUSEで発生する試験気流の乱れの基本的メカニズムを明らかにした。国内においては2003年に水野らにより、東北大学流体力学研究所の膨張波管JX-1に対する軸対称数値計算が行われた⁽⁵⁾。この計算では、駆動気体の圧縮過程、ピストン射出部やノズルを含めた全体詳細形状、熱化学非平衡性、隔膜破断モデルなどが考慮された。その結果、圧力履歴や衝撃波速度は実験結果と比較的良く一致したが、試験気体と駆動気体の接触面が数値拡散によって乱れ、試験気体が駆動気体によって汚染されてしまった。このような数値拡散に起因する試験気体の汚染は、試験気流の同定を困難にする。そこで、2004年に永田らによって接触面捕獲法を膨張波管内流れ場に適用する研究が行われた⁽⁶⁾。その結果、駆動気体と試験気体の数値拡散による混合を抑制できた。しかしながら永田らの計算結果では、実験結果と比べて衝撃波速度が過大評価されており、計算で用いた格子幅が衝撃波の速度変化を捉えるには大き過ぎた可能性が示唆されている。

非常に強い衝撃波が管内を伝播するとき、カーバンクル現象と呼ばれる数値不安定性が生じることが知られている⁽⁷⁾。特に衝撃波面垂直方向の格子幅が平行方向のそれよりも長い場合に顕著になるため、格子のアスペクト比を減少させることが重要である⁽⁸⁾。ここで、格子アスペクト比は衝撃波面垂直方向の格子幅を平行方向のそれと割ったものとして定義する。しかしながら、膨張波管全領域の計算格子のアスペクト比を小さくする場合、計算コストが膨大になってしまう。したがって、衝撃波面

付近の計算格子のみを高密度化できる移動格子法を適用するのが望ましい。

そこで本研究では、膨張波管内を伝播する非定常衝撃波を数値的にモデル化し、発生する数値不安定性を衝撃波を追跡する移動格子を用いて抑制する。そして膨張波管内を伝播する衝撃波に対して壁面上に形成される境界層がどのように作用するかを解明する。

2. 計算方法

2.1 計算条件

本研究では、支配方程式として軸対称圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた。数値流束は AUSM-DV 法⁽⁹⁾を用いて評価し、MUSCL 法⁽¹⁰⁾により空間2次精度とした。粘性流束は中心差分により評価し、オイラー陽解法を用いて時間積分を行った。また、粘性の影響について考察するために非粘性計算も行った。

Fig. 1 に計算領域を示す。計算条件は JAXA 角田に設置された膨張波管 HEK-X⁽³⁾内の流れを再現できるように設定した。HEK-X では自由ピストン衝撃風洞を用いて衝撃波を発生させるが、本研究では簡単のために、計算領域上流に衝撃波管を設置して衝撃波を伝播させた。半径方向に関しては境界層を解像するために壁面に格子を寄せ、最小格子幅は0.05 mmとした。格子アスペクト比は軸付近では17.89となり、壁面付近では44.2となる。軸方向および半径方向の格子点数はそれぞれ840点および48点である。

初期条件を Table 1 に示す。HEK-X では自由ピストン部において、ポリトロープ指数 $n = 1.60$ のポリトロープ過程によってヘリウムを破膜圧力まで圧縮し、衝撃波を駆動する。しかし本研究では簡単のため、実験で得られた衝撃波伝搬速度を再現できるように計算領域上流の衝撃波管条件を決定し、自由ピストン部でのヘリウム圧縮過程は無視した。本計算では作動気体を空気として仮定し、粘性係数は Sutherland の式を用いて評価した。隔膜は理想破断を仮定し、衝撃波到達時に瞬間的に破断するものとした。

2.2 移動格子法

カーバンクル現象を抑制するためには、衝撃波面に垂直な格子長を衝撃波面に平行な格子長より小さくすることが有効である⁽¹¹⁾。しかし、カーバンクル現象抑制に十分な格子を利用する場合、計算負荷が過大となる。この問題に対し、衝撃波付近の計算格子のみを高密度化す

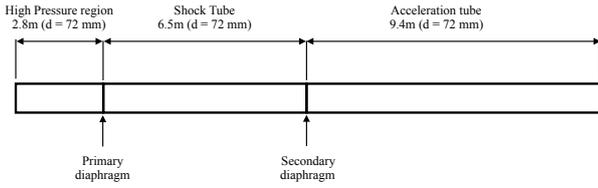


Fig. 1: Simulation domain.

Table 1: Initial conditions.

Conditions	Pressure	Density	Temperature
High-pressure region	55 MPa	10.9 kg/m^3	17583 K
Shock tube	30 kPa	$3.75 \times 10^{-1} \text{ kg/m}^3$	300 K
Acceleration tube	300 Pa	$3.75 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$	300 K

ることで、計算負荷を無駄に増加させることなくカーバンクル現象を抑制できる。したがって本研究では、衝撃波を追跡する移動格子法を用いた。衝撃波の位置は衝撃波前後の圧力ジャンプを用いて決定した。軸方向に対してのみ衝撃波付近の格子を高密度化し、カーバンクル現象抑制を試みた。Fig. 2 に移動格子周辺の計算格子を示す。移動格子は密度の異なる格子を重ね合わせて構成し、元々の格子のレベルを 0 として、密度が粗い順にレベル 1, レベル 2... として定義した。移動格子の各レベル間において、軸方向格子幅が $1/2$ になるように設定し、移動格子の最大レベルを 0 から 8 まで変化させて計算を行なった。移動格子と通常の格子の間にはバッファ領域を設け、隣り合う格子の軸方向格子長さが 2 倍以上変化しないように設定した。

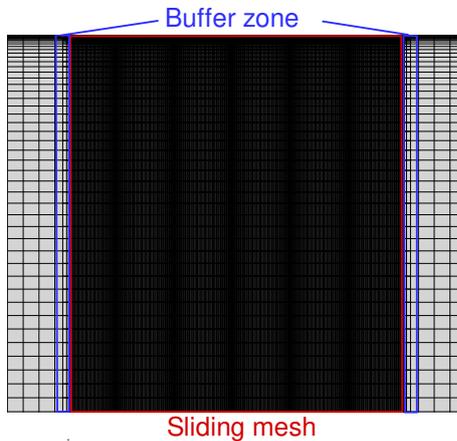


Fig. 2: Sliding mesh.

3. 結果および考察

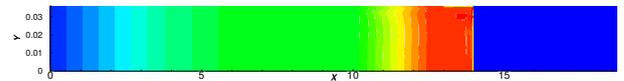
3.1 非粘性計算によって得られる流れ場

膨張波管問題におけるカーバンクル現象に対する移動格子の効果を調べるために、非粘性計算を行なった。カーバンクル現象が生じていなければ、非粘性計算結果は 1 次元的な解析解と一致するはずである。Fig. 3 に移動格子の最大レベルを変化させた場合の $t = 2000\mu\text{s}$ の速度場を示す。Fig. 3(a) は移動格子法を利用していない場合の速度場である。移動格子を使用しない場合、カーバンクル

現象によって衝撃波面付近の速度場が乱れる。Fig. 3(b) および Fig. 3(c) は衝撃波に追従する移動格子を用いた結果を示している。Fig. 3(b) は Fig. 3(a) と比較して衝撃波面付近の乱れが小さいことが確認できる。また、乱れは軸付近よりも壁面付近のほうが大きいことが確認できる。これは壁面に格子を寄せており、壁面付近では格子アスペクト比が大きくなるためである。Fig. 3(c) では速度場に乱れが見られず、1 次元の流れ場が得られていることが確認でき、移動格子はカーバンクル現象を抑制するのに有効であることがわかる。Fig. 3(a), Fig. 3(b), および (c) を比較すると、同時刻でも衝撃波位置が異なっていることが確認でき、カーバンクル現象は衝撃波速度にも影響を与えると考えられる。



(a) Maximum sliding mesh level: 0



(b) Maximum sliding mesh level: 3



(c) Maximum sliding mesh level: 8

Fig. 3: Suppression of carbuncle phenomenon by sliding mesh.

移動格子のカーバンクル現象に対する効果を定量的に議論するため、移動格子の軸方向格子長さと半径方向速度誤差との関係を調べた (Fig. 4)。非粘性の膨張波管問題を数値的に解く場合、理想的には半径方向速度は 0 となる。そのため、非粘性計算で生じる半径方向速度誤差は丸め誤差や数値不安定性によって生じるものであり、半径方向速度誤差を半径方向速度の絶対値として定義できる。Fig. 4 より、レベル 0 からレベル 7 までは半径方向速度誤差は格子長さに応じて減少することが確認できる。特にレベル 6 とレベル 7 を比較すると誤差は顕著に減少しており、カーバンクル現象を抑制するためには、レベル 7 を用いれば十分であると考えられる。一方でレベル 7 とレベル 8 を比較した場合、半径方向速度誤差が増大することが確認できる。これは、レベル 8 では時間刻み幅が小さくなり、レベル 7 と同一時刻に達するまでの反復計算数が増え、誤差が蓄積するためであると考えられる。

3.2 粘性計算によって得られる流れ場

Fig. 5 に粘性計算を行った場合の速度場を示す。移動格子の最大レベルは 8 である。Fig. 5(a) は衝撃波が膨張波管内を伝播している時の軸方向速度場を示している。Fig. 5(b) は第二隔膜破膜直後の軸方向速度場を示している。破膜直後から衝撃波付近の気体は瞬時に加速されていることが確認できる。Fig. 5(c) は膨張波管内を伝播する衝撃波を示している。衝撃波が膨張波管に到達した後から、境界層が急激に成長していることが確認できる。

より詳細に境界層について調べるために、Fig. 6 に $t = 2500\mu\text{s}$ における衝撃波周辺の軸方向速度場 (Fig. 6(a)) および衝撃波面から 1.0 m および 1.75 m 離れた位置の軸方向速度場 (Fig. 6(b)) を示す。衝撃波面からの距離を L

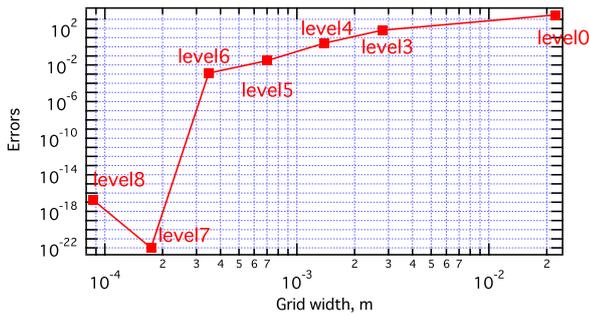


Fig. 4: Radial velocity errors.

として定義する。Fig. 6(a) 中の点線および一点鎖線はそれぞれ $L = 1.0$ m および 1.75 m を示しており、それぞれ接触面および膨張波尾の位置を示している。Fig. 6(a) より境界層は衝撃波面から発達して接触面付近で最大厚さとなり、減少していくことが確認できる。この特徴は衝撃波管内境界層の特徴と一致する⁽¹²⁾。Fig. 6(b) 中の点線は 99%境界層厚さを示している。Fig. 6(b) より、 $L = 1.0$ m および 1.75 m における境界層厚さはそれぞれ 5.94 mm および 5.27 mm であることが確認できる。 $L = 1.0$ m での境界層厚さは膨張波管半径のおよそ 16.5% であり、膨張波管では境界層によって主流が汚染され得ることが確認できる。

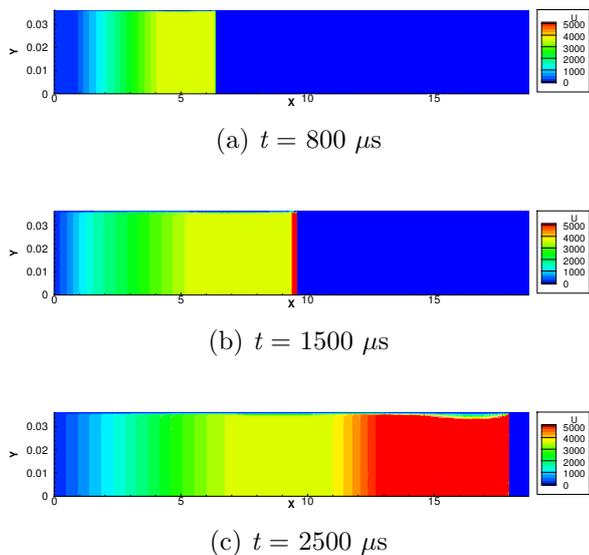
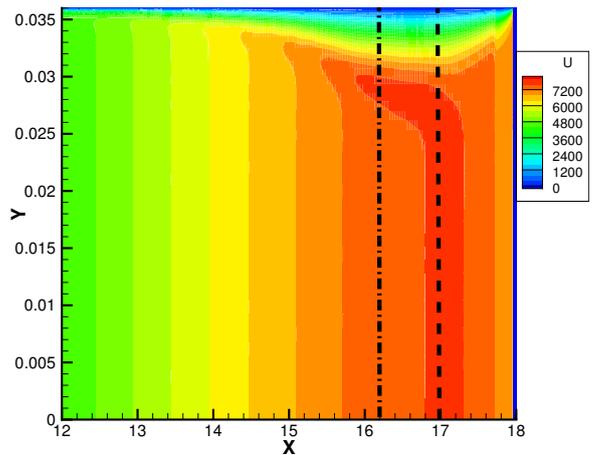


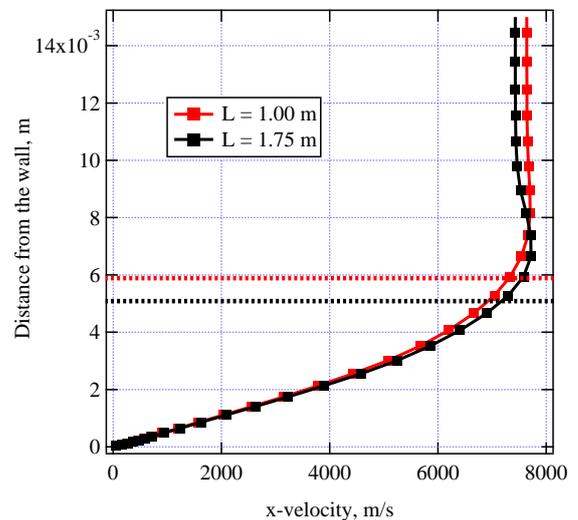
Fig. 5: Axial velocity contours of the viscous flow.

3.3 実験結果との比較

Fig. 7 に計算で得られた衝撃波速度および壁面静圧履歴を実験結果と比較する。Fig. 7(a) は衝撃波の伝播による衝撃波速度の変化を実験と比較している。衝撃波速度は実験および計算ではどちらも下流に伝播するにしたがって減少することが確認できる。これは境界層の影響によるものである⁽¹³⁾。図より計算で得られた衝撃波速度は実験結果と大きく異なることが確認できる。これは計算では凍結流を仮定しているため、膨張波管内を伝播する衝撃波が生成される際に熱気体の並進温度が過大に見積



(a) Axial velocity distribution



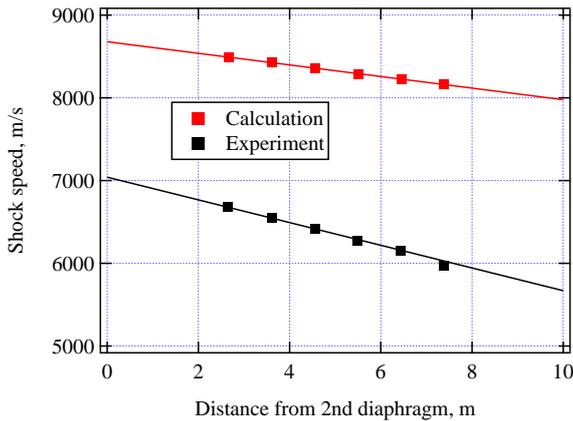
(b) Axial velocity distribution at $L = 1.0$ m and $L = 1.75$ m

Fig. 6: Velocity distribution around the boundary layer.

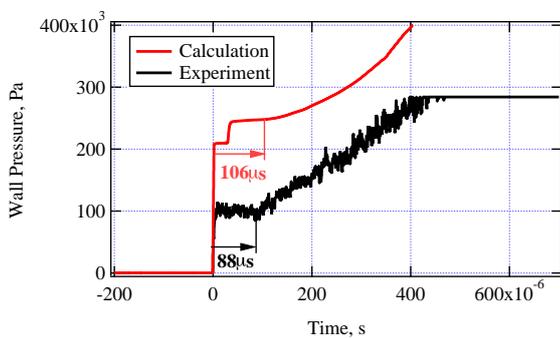
もられているためであると考えられる。Fig. 7(b) は $x = 17.615$ m における計算および実験における壁面静圧履歴を示している。図中の時間は衝撃波到達から膨張波到達までの時間を示している。膨張波到達時間は計算のほうが遅いことが確認できる。また、壁面静圧は実験と比較して計算のほうがかなり高いことが確認できる。これも凍結流を仮定しているため、衝撃波付近の並進温度が過大に見積もられているためである。

4. 結論

本研究では膨張波管内での流れ場構造を解明することを目的として、膨張波管内の数値計算を行った。非常に強い衝撃波の伝播によって生じるカーブクル現象を抑制するために、衝撃波を追跡する移動格子法を用いた。衝撃波付近の格子を高密度化することで、カーブクル現象による影響を抑制できる。しかしながら、衝撃波速度および壁面圧力は実験結果とは異なる結果となった。こ



(a) Speed of shock wave



(b) Static pressure on the wall

Fig. 7: Comparison between experiment and simulation.

これは衝撃波管内計算において、熱化学非平衡性を考慮していないことで熱気体の並進温度が過剰に見積もられているためと考えられる。正確な流体場予測のためには、熱化学非平衡性を考慮した計算を実施する必要がある。

参考文献

- (1) Holden, M., “Experimental studies in the LENS shock tunnel and expansion tunnel to examine real-gas effects in hypervelocity flows,” (2004), AIAA Paper 2004-0916.
- (2) Neely, A. J. and Morgan, R. G., “The superorbital expansion tube concept, experiment and analysis,” *The Aeronautical Journal*, 98 (1994), pp. 97–105.
- (3) Tanno, H., Komuro, T., Sato, K., Itoh, K., Arai, K., and Yamada, K., “Basic characteristics of the free-piston driven expansion tube JAXA HEK-X,” (2016), AIAA Paper 2016-3817.
- (4) Jacobs, P. A., “Numerical Simulation of Transient Hypervelocity Flow in an Expansion Tube,” *Computers and Fluids*, 23 (1994), pp. 77–101.
- (5) 水野浩靖, “ピストン駆動型エキスパンションチューブ流れ場の数値的研究,” 東北大学大学院博士学位論文, (2003).

- (6) 永田卓, “接触面捕獲法を用いたエキスパンションチューブ内非定常流れ場の計算,” 東北大学大学院修士学位論文, (2005).
- (7) Quirk, J., “A contribution to the great Riemann solver debate,” *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 18 (1994), pp. 555–574.
- (8) Pandolfi, M. and D’Ambrosio, D., “Numerical instabilities in upwind methods: analysis and cures for the “carbuncle” phenomenon,” *J. Comput. Phys.*, 166 (2001), pp.271–301.
- (9) Wada, Y. and Liu, M. S., “A flux splitting scheme with high-resolution and robustness for discontinuities,” (1994), AIAA Paper 94-0083.
- (10) Van Leer, B., “Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second-order sequel to Godunov’s method,” *J. Comput. Phys.*, 32 (1979), pp.101-136.
- (11) Henderson, S. and James, M., “Grid study on blunt bodies with the carbuncle phenomenon,” (2007), AIAA Paper 2007-3904.
- (12) Glass, I. I. and Patterson, G. N., “A theoretical and experimental study of shock-tube flows,” *J. Aero. Sci.*, 22.2 (1955), pp. 73–100.
- (13) 赤堀敬法, 牧野仁, 永田靖典, 山田和彦, 平岡克己, 安部隆士, “膨張波管内流れにおける境界層の影響に関する数値的研究,” 第 43 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2011 論文集, (2011), pp.113–118.