複合エンジンの静止大気中における吸い込み性能^{*1}

第2報：エジェクタ二層流解析と吸い込み性能改善

Pumping Performance of RBCC Engine under Sea Level Static Condition

2nd Report: Two-Stream Flow Analysis of Ejector and Improvement of Pumping Performance

河内 俊 憲^{*2,*3}・富岡 定 毅^{*2}・荻田 丈 士^{*2}
Toshinori KOUCHI, Sadatake TOMIOKA and Takeshi KANDA

Key Words: Propulsion, Ejector, CFD

Abstract: Two-stream flow model of ejector including heat and mass transfer was constructed by the comparison of the numerical simulations in the rocket-ramjet combined-cycle engine driven three different rocket gas; cold N₂ gas, hot combustion gas and it within excess H₂. The analysis of the ejector revealed that the heat and mass transfer from hot rocket plume with supersonic speed to cold airflow induced area change (expansion) of the airflow stream tube and the pressure rise in the constant-area section at the downstream of the rocket base. This pressure rise reduced the pumping performance of the ejector. To absorb the expansion of the airflow, the flowpath was changed from the constant area to the diverging area at the downstream of the rocket base. The numerical simulation in the modified engine demonstrated that the diverging-area section at the downstream of the rocket base improved the pumping performance.

記 号

A : 流管の断面積 [m²]
 A_W : 流管の接触面積 [m²]
 b : 半値幅 [m]
 C_p : 定圧比熱 [J/(kg·K)]
 D_T : 渦拡散係数 [m²/s]
 H : 模型ダクト高さ [m]
 H_s : 流管の高さ [m]
 l^* : 乱流特性長 [m]
 L : 模型全長 [m]
 m_i'' : 乱流輸送による化学種 i の質量流束 [kg/(m²·s)]
 M : マッハ数
 MW : 分子量 [kg/kmol]
 O/F : 混合比
 P : 圧力 [MPa]
 P_a : 大気 (環境) 圧 [MPa]
 P_c : ロケット燃焼圧 [MPa]
 Pr_T : 乱流プラントル数
 P^* : 大気圧を基準にしたチョーク臨界圧 [MPa]

q'' : 乱流輸送によるエネルギー流束 [W/m²]
 Q_T : 乱流輸送によるエネルギー量 [J/kg]
 Q_H : 燃焼による発熱量 [J/kg]
 Q_C : 水素の燃焼熱 [J/kg] (142 MJ/kg)
 R : 気体定数 [J/(kg·K)]
 Sc_T : 乱流シュミット数
 T : 温度 [K]
 T_a : 大気温度 [K]
 T_c : ロケット総温 [K]
 U : 速度 [m/s]
 U^* : 乱流特性速度 [m/s]
 x : ロケットベース面からの距離 [mm]
 Y_i : 化学種 i の質量分率
 α_T : 渦拡散係数 [m²/s]
 ν_T : 渦動粘性 [m²/s]
 ρ : 密度 [kg/m³]
 τ_T : 乱流輸送による運動量流速 [Pa]

1. は じ め に

次世代の宇宙往還機用エンジンとして、空気吸い込みエンジンであるラム/スクラムジェット流路内に、ロケット燃焼器を組み込んだ、ロケット-ラムジェット複合エンジンが有望視されている¹⁾。第1報²⁾でも述べたように、この複合エンジンがエジェクタ・ジェットモードで作動する場合、ロケット排気のエジェクタ効果による空気吸い込み性能が、

^{*1} © 2008 日本航空宇宙学会

平成19年3月1日、第47回航空原動機・宇宙推進講演会において発表。平成19年7月6日原稿受理

^{*2} 独立行政法人宇宙航空研究開発機構角田宇宙センタ

^{*3} 現 東北大学工学研究科航空宇宙工学専攻

第1図 ロケット-ラムジェット複合エンジンの概要図

推力性能を大きく左右する。そのため、これまでにこの吸い込み性能に関する様々な実験³⁻⁶⁾や数値計算^{2,7)}が行われてきた。これまでの研究により、吸い込み性能はロケット総圧が同じでも、エジェクタを駆動するロケットガスの分子量や総温の違いにより大きく変化することが分かっている。

第1報²⁾では複合エンジンの数値計算を行い、高温の燃焼ガスをエジェクタ駆動ガスとしてロケットから噴射する場合、常温の窒素ガスに比べて吸い込み性能が大きく低下することを明らかにした。加えてロケット排気内の未燃の水素が流路内で燃焼すると、さらに吸い込み性能が悪化し、常温の窒素ガスを噴射する場合に比べて、およそ半分の空気しか吸い込むことができない。そのためエンジン下流での二次燃焼はほとんど行えないことを明らかにした。今後エンジンの推力性能を向上するには、吸い込み性能の改善が急務となるが、その指針はいまだに得られていない。

吸い込み性能の改善には、エジェクタ内部の流れ場のモデル化が必要不可欠であろう。これまでの研究を見ると、エジェクタ内部で完全混合を仮定した一次元解析^{5,7-9)}により、出口での総圧回復率が見積もられている。ロケット流と空気流の状態を仮定して得られた出口圧が、環境圧を上回る場合に、仮定した空気流を吸い込めると考えれば、この総圧回復率は吸い込み性能と等価と考えることができる。しかしながら、これまでに行われてきた解析では、混合ダクトが十分長いような流れ場（完全混合）が仮定されており、ダクト内での混合過程には触れられていない。

全長が制限されているエンジンでは、完全混合の仮定は必ずしも成り立たないため、流路形状の改良には、ロケット噴流と空気流の二層間での輸送を考慮したモデルが必要となる。特に、第1報²⁾で報告したような、高温のロケットガスを噴射した場合におけるロケット噴流と空気流が占める面積の割合の変化、およびそれに伴う吸い込み性能の低下は、既存の一次元解析では説明ができない。本稿では、第1報で得られた数値計算の結果²⁾を考察し、ロケット噴流と空気流の二層間での輸送を考慮したモデルを構築し、高温ガスを噴射した場合に吸い込み性能が低下する原因を調べる。そしてそのモデルに従って流路形状の変更を行い、吸い込み性能の改善を試みたので報告する。

2. 燃焼ガスによる吸い込み性能の低下

ここでは、第1報の数値計算で得られた、高温の燃焼ガ

第2図 エジェクタ駆動ガスの壁圧分布に対する影響²⁾

スをエジェクタ駆動ガスとして噴射した場合の吸い込み性能の低下と、そのときの内部流の状態に関して概要をまとめる²⁾。第1図に計算対象とした複合エンジンを示す。供試エンジンではロケット燃焼器をエンジン内に組み込むために、天板に大きなランプが設けられ、その中に GH_2/GO_2 ロケット燃焼器が2基組み込まれている。ランプベース下流には、長さ 550 mm の一定断面平行部（上流燃焼器）が存在する。この上流燃焼器の下流には、長さ 760 mm・拡大角 5.26° の拡大部、その下流に再度平行部（下流燃焼器）が続いている。

数値計算には、ハイブリッド非構造格子¹⁰⁾を用いた TAS code¹¹⁾を使用した。静止状態における大気吸い込みを模擬するために、外部境界として半球の格子を形成し、エンジン内部流のみならず外部流に関しても計算を行った。なお計算コードの検証は第1報にて行い、エンジン内部流に関しては現コードでも十分予測可能であることが分かっている。詳細に関しては第1報²⁾を参照されたい。

第2図にロケット総圧 4 MPa に固定して、エジェクタ駆動ガスを常温 N_2 から、燃焼ガスに変えた場合のカウル中心線上の壁圧の変化を示す。供試エンジンの場合、ロケット燃焼器は $\text{O}/\text{F} = 7$ で作動されるため、ロケット排気内に未燃の水素が含まれ、吸い込んだ空気流と混合し、上流燃焼器でも燃焼を生じる。この燃焼の影響を調べるため、高温のロケット排気をエンジン内で反応凍結とした計算（凍結計算）も併せて行い比較した。エジェクタ駆動ガスを常

第3図 様々なエジェクタ駆動ガスにおける複合エンジン内のマッハ数分布²⁾

温 N_2 から高温の凍結ガス（一点鎖線）に変えると、分離部内および上流燃焼器内の壁圧が上昇している。さらにロケット噴流内の未燃の水素が燃焼する（実線）とすると、さらにダクト内の圧力が上昇し、吸い込み性能が低下していることが分かる。

このときの、エンジン内部のマッハ数分布を第3図にまとめる。図 (a) がコールドフロー計算、(b) が凍結計算、(c) が燃焼計算におけるマッハ数分布である。コールドフロー計算の場合、ロケット噴流は上流燃焼器においてほぼ平行に流れている。一方、凍結計算では、上流燃焼器の下流半分からロケット噴流が天板側に押し付けられたようになり、ロケット側の流管が縮み空気流側の流管が広がっている。一旦収縮したロケット噴流は、拡大部に入ると急速に広がり、その結果空気流の流路が狭まることで、空気流はチョークしている。燃焼計算においても、これと同様の結果となっているが、燃焼計算の方がロケット噴流の収縮の度合いが大きくなっている。

3. エジェクタ解析と吸い込み性能改善

3.1 解析モデル これまでに見てきた数値計算結果から、上流燃焼器内でのロケット噴流と空気流の各流管の断面積変化、および高温ロケット噴流から常温空気流へのエネルギー輸送が、ダクト内の圧力上昇を引き起こし、それが吸い込み性能の悪化を招いているのではないかと考え、第4図のような熱輸送を伴う解析モデルを立てた。図はロケッ

第4図 一定断面積において熱とモルの輸送を伴うエジェクタ二層モデル

トベース面下流の平行部内の流れを模式的に書いたものである。ロケット噴流と空気流は、自由に動く見えない境界面で隔てられている。自由境界面の位置は流れに垂直方向の圧力の釣り合いにより決まる。つまり圧力は流れ方向には変化するが、流れに垂直方向には変化しないものとする。

各ロケット噴流/空気流の流体粒子はその境界面を通過して輸送される。流体粒子の交換は乱流輸送に行われるとし、この流体粒子（渦粒子）の輸送に伴い、ロケット噴流と空気流はエネルギーとモル、および運動量の交換を行う。この影響は、一般的にせん断層内にとどめられる。従って本来はロケット噴流と空気流、および混合層の三層の釣り合いを考えるべきである。しかしながら、数値計算結果を見ると空気流のコアは上流燃焼器内ですぐに消失していた。そこで本解析では渦粒子の交換の影響は各側に瞬時に広がるものと簡略化し、各二層のバルクの釣り合いを考えた。

各流管におけるエネルギーと分子量の変化、および断面積の変化がある流れの圧力変化は以下のように書ける¹²⁾。

$$\frac{dP}{P} = \beta(M) \frac{dA}{A} - \beta(M) \frac{dQ_T + dQ_H}{C_p T} - \xi(M) \frac{\tau_T}{P} \frac{dA_w}{A} + \beta(M) \frac{dMW}{MW}$$

where $\beta(M) = \gamma M^2 / (1 - M^2)$,

$$\xi(M) = (1 + (\gamma - 1)M^2) / (1 - M^2) \quad (1)$$

dQ_T , dMW は渦輸送に伴う各流管のエネルギーおよび分子量の変化量、 dQ_H は燃焼による発熱量を示している。 τ_T はロケット噴流と空気流の速度差により、自由境界面で生じ

第7図 流路形状の改良による吸い込み性能の改善

るレイノルズ応力で、この項が運動量の輸送項である。なお dA_W は接触面 (自由境界面) の面積である。

乱流による単位時間に微小区間 dx の自由境界面を通じて輸送される運動量、熱および物質の量は、渦粘性 ν_T 、渦熱拡散係数 α_T および渦拡散係数 D_T を導入すると、以下のように書ける。なお $\hat{\rho}$ は混合層内における代表的な量を表している。

$$\begin{aligned}\tau_T &= \hat{\rho} \nu_T \cdot \frac{\partial U}{\partial y}, & q'' &= -\hat{\rho} \hat{C}_p \alpha_T \cdot \frac{\partial T}{\partial y}, \\ m_i'' &= -\hat{\rho} D_T \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial y}\end{aligned}\quad (2)$$

乱流輸送機構の類似性から乱流プラントル数およびシュミット数を 1 と仮定すると $\nu_T = \alpha_T = D_T$ となる。渦粘性 ν_T は乱流の特性速度 u^* と特性長 l^* を用いて $\nu_T = c_1 \cdot u^* l^*$ と書ける (c_1 は比例定数)。半値幅 b を用いて速度勾配・温度勾配・濃度勾配を以下のように置き換え、

$$\begin{aligned}\partial U / \partial y &\approx \Delta U / 2b, & \partial T / \partial y &\approx \Delta T / 2b, \\ \partial Y_i / \partial y &\approx \Delta Y_i / 2b\end{aligned}\quad (3)$$

熱量的完全気体で二次元流れとすると、 $\tau_T / P \cdot dA_W / A$ 、および $dQ_T / C_p T$ は

$$\frac{\tau_T}{P} \frac{dA_W}{A} = \frac{c_1}{2} \cdot \frac{\hat{\rho} U^* \Delta U l^*}{P} \frac{dx}{b H_s} \quad (4)$$

$$\frac{dQ_T}{C_p T} = -\frac{c_1}{2} \cdot \frac{\hat{\rho} U^* \Delta T l^*}{\rho U T} \frac{dx}{b H_s} \quad (5)$$

のように書ける。また境界面を通じて輸送される全質量変化はない ($\Sigma m_i'' dx = 0$) ため、 dMW / MW は

$$\frac{dMW}{MW} = \frac{c_1}{2} \cdot \frac{\sum_i (\hat{\rho} U^* \Delta Y_i \cdot (l^*/b) \cdot dx) / MW_i}{\sum_i (\rho U Y_i H_s - c_1 / 2 \cdot \hat{\rho} U^* \Delta Y_i \cdot (l^*/b) \cdot dx) / MW_i} \quad (6)$$

となる。なお H_s は各流管の高さを示している。

結局微小区間 dx における混合後の各流管の圧力変化は式 (1) に式 (4)~(6) を代入した式により決まる。空気流とロケット噴流は自由境界面を隔て均圧しているため、各流管の断面積変化は圧力の釣り合い ($dP/P = \text{const}$) を介して得られる。ここで議論を簡単にするため、分子量の変化および燃焼による発熱の項を無視し、高温ロケットガスから低温空気流へのエネルギー輸送の效果に着目する。この場合、ロケット噴流の流管の拡大を正とすると流管の断面積変化 $dA/dx|_r$ は以下のように書ける。

$$\begin{aligned}\frac{dA}{dx}\bigg|_r &= \hat{\rho} U^* \frac{c_1 l^*}{2b} \cdot \left(-\frac{[\beta(M_r)/(\dot{m}_r T_r) + \beta(M_a)/(\dot{m}_a T_a)]}{[\beta(M_r)/H_r + \beta(M_a)/H_a]} \Delta T_{ra} \right. \\ &\quad \left. + \frac{[\xi(M_r)/H_r + \xi(M_a)/H_a]}{[\beta(M_r)/H_r + \beta(M_a)/H_a]} \frac{\Delta U_{ra}}{P} \right)\end{aligned}$$

where

$$\Delta T_{ra} = T_r - T_a, \quad \Delta U_{ra} = U_r - U_a \quad (7)$$

これを (1) に代入することで、流れ方向の圧力変化は、

$$\begin{aligned}\frac{1}{P} \frac{dP}{dx} &= \hat{\rho} U^* \frac{c_1 l^*}{2b} \cdot \left[-\frac{\beta(M_a)}{H_a} \cdot \psi - \frac{\beta(M_a)}{H_a} \frac{\Delta T_{ra}}{\rho_a U_a T_a} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\xi(M_a)}{H_a} \frac{\Delta U_{ra}}{P} \right]\end{aligned}\quad (8)$$

と書ける。なお ψ は式 (7) の () 内の項を示しており、空気流の流管が広がるときに負となる。

3.2 解析結果 ロケット噴流が超音速で、空気流がチョークに近い状態を考えると、 $\beta(M_a) \gg -\beta(M_r) > 0$ 、 $\xi(M_a) \gg -\xi(M_r) > 0$ であつ $\beta(M_a) \approx \xi(M_a)$ となる。従つて $dA/dx|_r$ は

$$\frac{dA}{dx}\bigg|_r \propto -\frac{\Delta T_{ra}}{\rho_a U_a T_a} + \frac{\Delta U_{ra}}{P} = -\frac{R}{U_a} \frac{\Delta T_{ra}}{P} + \frac{\Delta U_{ra}}{P} \quad (9)$$

と書ける。この式よりロケット噴流と空気流の温度差が大きいとき $dA/dx|_r < 0$ となり、ロケット噴流の流管が縮み、空気流の流管が広がることが分かる。

例えば、ロケット総圧 4 MPa で空気流がチョークしかかった状態を考える。ロケットノズルを出た不足膨張噴流は、急激膨張し空気流と均圧する。この間混合は生じないと仮定し、これより下流に上記の解析を用いた。初期マッハ数は均圧条件から $M_r = 3.49$ 、 $M_a = 0.99$ とし、初期断面積比は、ロケットベース面高さと分離部高さ ($H_r/H_a = 8/5$) とした。ロケット噴流と空気流の質量流束比 $\rho_r U_r / \rho_a U_a$ は流量比と H_r/H_a から $\rho_r U_r / \rho_a U_a = 1$ とした。ロケット噴流と空気流の速度差は $\Delta U_{ra} = 300 \text{ m/s}$ および 2000 m/s の二つを代表値として固定し、温度差 ΔT_{ra} を振って得られた解析結果を第 5 図に示す。図の右軸、左軸は、ダクト内の圧力と面積変化の勾配を示している。

流速差が 300 m/s の場合、ロケット噴流と空気流の温度差が 400 K 以上から空気流の流管が広がり、ダクト内の圧力が上昇することが分かる。N₂ 等の常温の不活性ガスを噴射する場合、速度差は 300 m/s で温度差は -150 K 程度となる。この場合、ダクト内の圧力上昇はほとんどないことが図より分かる。流速差が大きくなると、式 (7) や (8) 右辺の最後の項が大きくなるため、温度差が小さい場合は、ダクト内の圧力はむしろ減少傾向にある。しかしながら、エジェクタ駆動ガスとして燃焼ガスを噴射する場合、その温度差は 2000 K から 2500 K 以上となり、圧力は流れ方向に向かって増加する。

第 5 図の圧力勾配や面積変化の勾配は、 $\rho \nu_T / 2b$ で除されている。現在考えている流れ場は管内噴流で、渦粘性 ν_T を決める特性速度はロケット噴流の超過速度 $U^* (= U_r - U_a)$ とおける。燃焼ガスを噴射する場合、常温ガスに比べて流速差は大きくなり、渦粘性 ν_T も大きくなる。その結果速度差の小さい常温ガスを噴射する場合に比べて、小さい $(2b/\rho \nu_T) \cdot (dP/P dx)$ でも圧力は大きく上昇する。二次元管内噴流においても、プラントルの第二仮説が成り立つと仮定し、渦粘性を見積もる ($c_1 = 0.037$) と、例えば

第5図 エネルギー交換に伴う断面積の変化と圧力上昇

第6図 モル輸送に伴う断面積の変化と圧力上昇

$\Delta U_{ra} = 2000 \text{ m/s}$ の場合 $\Delta T_{ra} = 2000 \text{ K}$ では、長さ 500 mm のダクト内で圧力はおおよそ 2 倍に増加する。

第5図では $M_a \approx 1$ として解析を行ったが、実際の流れ場では先に述べたように背圧上昇により、空気流のチョーク条件が崩れ吸い込み流量が減少する。これは解析における初期マッハ数 M_a の変化にあたる。最終的な吸い込み流量は、背圧上昇の影響が上流まで影響しなくなる条件まで上記の解析を繰り返す必要があると考える。現在のところは最終的な流量を決定する条件は分かっていないが、高温ガスと常温空気の混合により上流燃焼器内での流管の断面積が変化し、圧力が上昇するという結果は、先に見た数値計算結果を定性的に良く再現している。

レイリー流れを考えれば一般的に、亜音速流を加熱、また超音速流を冷却すれば、圧力は低下する方向に動くはずである(式(8)右辺の第2項)。しかしながら、二層流の場合、熱交換と同時に運動量交換が生じ、エネルギー輸送に伴う圧力低下は打ち消され、主に流管の断面積の変化(式(8)右辺の第1項)によりダクト内の圧力変化が決まる。二層流の場合、運動量とエネルギー輸送に伴い各流管の断面積にも変化が生じる(式(7))。高温ロケット噴流から空気流への熱輸送は空気流側の流管を広げ、結果ダクト内の圧力は上昇し、吸い込み性能が悪化した。

実際の流れ場では、高温ロケットガスから低温空気流へのエネルギー輸送に加えて、分子量の変化(dMW)およびロケットからの余剰 H_2 の燃焼による発熱(dQ_H)が生じる。これらの項の影響も解析的に調べた。例えば、エジェクタ駆動ガスの分子量の影響を見ると、第6図に示されるように、駆動ガスの分子量が小さくなるに伴い、急速にロケット噴流の断面積は小さくなり、ダクト内の圧力が上昇する。また、図中縦の点線で示されるように、エジェクタ駆動ガスの分子量が流入空気と同じとき、ダクト内の圧力上昇は最も小さくなることも分かる。なおこの解析の初期条件は先に行った解析と同様とし、速度差は 2000 m/s、温度差は 2000 K とした。河内ら⁶⁾はエジェクタ駆動ガスとして、 N_2 よりも分子量の小さな He を噴射した場合、混合ダクト内で圧力が大きく上昇することを指摘しているが、

本解析の結果は定性的にこれに一致している。

未燃水素の燃焼による発熱の項の影響は、ダクト内の圧力をさらに上昇させる。速度差および温度差を 2000 m/s、2000 K とし、分子量および燃焼の効果を無視すると、圧力上昇は $(2b/\rho v_T) \cdot (dP/Pdx) = 0.11$ となる(第5図参照)。ロケット噴流と流入空気流の間に拡散火炎が生じるとし、乱流拡散により混合した水素が燃焼すると仮定すると $dQ_H/C_p T$ は

$$\frac{dQ_H}{C_p T} = \frac{\Delta \dot{m}_{H_2} \cdot Q_C}{\dot{m} T C_p} = -\frac{c_1}{2} \cdot \frac{\hat{p} U^*}{\rho U} \frac{\Delta Y_{H_2} Q_C}{C_p T} \frac{l^*}{b} \frac{dx}{H_s} \quad (10)$$

のように書ける。ここで Q_C は水素の燃焼熱で $Q_C = 142 \text{ MJ/kg}$ である。 C_p に空気流の値 ($1.1 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)}$) を、 ΔY_{H_2} に代表値として $\Delta Y_{H_2} = 0.01$ を用いると、 $(2b/\rho v_T) \cdot (dP/Pdx) = 0.33$ となり、本解析でも燃焼によりさらに吸い込み性能が低下すると予測された。これは先に見た数値計算結果と一致している。

3.3 吸い込み性能の改善 以上の解析結果から、加熱や分子量の輸送に起因する空気流側の流管の広がりを吸収できるように、緩やかに上流燃焼器を拡大させれば、吸い込み性能の低下を防ぐことができるのではないかと考え、数値計算による実証を試みた。

形状変更を行う前のエンジンでは、第1図に示されるように、ロケットベース面の下流に、定断面の上流燃焼器部が 550 mm 設けられ、その下流に拡大角 5.26° の拡大部が続いている。実証数値計算では、計算のスピードアップのため、未燃水素の燃焼はないものとして、ロケットベース面下流の形状を変更し計算を行った。形状変更の際には、拡大後のエンジン出口断面積は固定し、上流燃焼器部から拡大部を一つのダクトとして、緩やかに拡大させた。このときの拡大角はおおよそ 2.5° である。その結果を第7図に示す。

図(a)は形状変更を行う前のエンジン(第1図参照)内部の、図(b)は上流燃焼器部を緩やかに拡大させた場合のエンジン内部のマッハ数分布を示している。なおこの計算では、ロケット総圧を 3 MPa とした。図より明らかなよ

うに、上流燃焼器が定断面の場合、吸い込んだ空気流は分離部でチョークすることなく上流燃焼器内に流入している。変更を行う前の形状では吸い込み流量は第 1 報²⁾で述べたように、チョーク限界流量の 75% 程度である。他方、緩やかに上流燃焼器から拡大を行った場合、吸い込んだ空気流は分離部でチョークしており、高温のロケットガスを噴射しても、吸い込み流量が減少していないことが分かる。

この場合、空気流はロケットベース面下流ですぐに亜音速に減速されており、二次燃焼が行われれば、すぐにこのチョーク条件は崩れそうである。エジェクタ駆動ガスとして、常温の窒素を噴射した場合 (第 3 図 (a) 参照) と比べると、流路形状を変更しても、吸い込み性能はまだ低いように思う。しかしながら、形状変更前に比べると吸い込み流量は 20% 程度増加し、予想通り吸い込み性能の低下を防ぐことができた。

4. ま と め

ロケットラムジェット複合エンジンのエジェクタ・ジェットモードの数値計算結果をもとに、熱や物質の輸送を伴うエジェクタのモデル化を行った。以下に得られた結論を示す。

1) ロケット噴流と空気流の二層間での運動量・エネルギー・質量の輸送を考えたモデルをたて、空気吸い込み性能の低下原因を調べた。高温ロケット噴流から常温の空気流への熱輸送が生じると、空気流側の流管が広がり、その結果ダクト内の圧力を上昇し、吸い込み性能が低下することが分かった。

2) 熱の輸送に加え、ロケット噴流と空気流の分子量の違いや未燃の水素燃料の燃焼がダクト内の圧力上昇に及ぼす影響も解析的に調べた。その結果、どちらもダクト内の圧力を上昇させ、吸い込み性能を低下させる恐れがあることが分かった。

3) 解析結果をもとに、エンジン流路形状の変更により吸

い込み性能の改善を試みた。その結果、加熱や分子量の輸送に起因する空気流側の流管の広がりを吸収できるように、緩やかに上流燃焼器を拡大させることで、吸い込み性能の低下を防ぐことができた。

参 考 文 献

- 1) Kanda, T., Tomioka, S., Ueda, S., Tani, K. and Wakamatsu, Y.: Design of Sub-Scale Rocket-Ramjet Combined Cycle Engine Model, IAC-05-C4.5.03, 2005.
- 2) 河内俊憲, 富岡定毅, 荻田丈士: 複合エンジンの静止大気における吸い込み性能, 第 1 報: 数値計算による吸い込み性能の予測, 日本航空宇宙学会論文集, **56** (2008), pp. 110-115.
- 3) Kanda, T., Kato, K., Tani, K., Kudo, K. and Murakami, A.: Experimental Study of a Combined-Cycle Engine Combustor in Ejector-Jet Mode, AIAA Paper 2006-223, 2006.
- 4) Fabri, J. and Paulson, J.: Theory and Experiments on Supersonic Air-to-Air Ejectors, NACA-TM 1410, 1958.
- 5) Aoki, S., Lee, J., Masuya, G., Kanda, T. and Kudo, K.: Aerodynamic Experiment on an Ejector-Jet, J. Prop. Power, **21** (2005), pp. 496-503.
- 6) 河内俊憲, 櫻中 登, 渡邊修一, 三谷 徹, 富岡定毅: ロケット複合エンジンのエジェクタモードにおける始動特性, 日本航空宇宙学会北部支部 2006 年講演会講演論文集, 2006, pp. 225-230.
- 7) Kitamura, E., Tomioka, S., Sakuranaka, N., Watanabe, S. and Masuya, G.: Pressure Recovery Characteristics of Diverging Mixing Tubes for Ejector-Jets, AIAA Paper 2006-7979, 2006.
- 8) Tokudome, S. and Kobayashi, K.: Experimental Study on Rocket-Ejector System, AIAA Paper 2006-7977, 2006.
- 9) Dutton, J. C., Mikkeisen, C. D. and Addy, A. L.: Theoretical and Experimental Investigation of the Constant-Area Supersonic-Supersonic Ejectors, AIAA J., **20** (1974), pp. 775-816.
- 10) Ito, Y. and Nakahashi, K.: Unstructured Mesh Generation for Viscous Flow Computations, Proc. the 11th Int. Meshing Roundtable, 2002, pp. 367-377.
- 11) Kodaera, M., Sunami, T. and Nakahashi, K.: Numerical Analysis of Scramjet Combusting Flows by Unstructured Hybrid Grid Method, AIAA Paper 2000-0886, 2000.
- 12) Shapiro, A. H.: The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, John Wiley & Sons, New York, 1953, p. 219.