

スクラムジェットエンジン内部流れの解析

佐藤 哲也* 梶 昭次郎**

Numerical Analysis of Flow in a Scramjet Engine

by

Tetsuya SATO⁽¹⁾ and Shojiro KAJI⁽²⁾

(1) Graduate School, University of Tokyo

(2) Department of Aeronautics, University of Tokyo

ABSTRACT

In the airframe-integrated scramjet engines, the inlet flow is accompanied by a strong gradient of Mach number as well as mass flux owing to the forebody thick boundary layer which cannot be diverted outside engines because of its high temperature. If such engines are designed for uniform inlet flows they cannot endure this type of inlet flow gradient, and a strong pressure loss occurs at the inlet.

In this study the flow mechanics of scramjet engines subject to a forebody boundary layer are investigated, and various phenomena such as compound choking and the transition of inlets from start to unstart conditions are revealed. First, the influence of boundary layers is studied by a combined one-dimensional stream tube model. Then the flow field of an engine is analyzed using a quasi-three-dimensional finite difference model. The explicit MacCormack method is used.

It is shown that a scramjet engine designed for a uniform inlet flow experiences choking by the presence of a low-speed region like a boundary layer. This phenomenon is called compound choking. When a compound choking occurs, it is shown that the throat Mach number is not unity but that in the boundary layer the flow is subsonic while it is supersonic in the main stream region. The processes of transition of an inlet from start to unstart conditions are shown to depend remarkably on width and shear strength of the boundary layer. It is also shown that an engine with a sweep angle is very tolerant of such flow non-uniformities.

1. ま え が き

Langley タイプのような機体組込み型スクラムジェットエンジンに流入する気流は、機体の厚い境界層の影響でマッハ数や mass flux の強い勾配

を持つ。ところが一様流に対して設計されたエンジンは、この勾配を許容することができず空気取入口での損失を著しく増す。Lewis と Hastings¹⁾ は、極超音速流れ場を境界層の外側の非粘性領域、境界層の外層、境界層の内層の 3 つの領域に分け 1 次元解析を行った。そこで彼らは境界層の存在によって、収縮流路もしくは加熱を行ったときに、

* 東京大学大学院

** 東京大学工学部航空学科

一様流ではチョークしないエンジンでもチョークしてしまうという結果を得て、これを複合チョーク (compound choking) と名付けた。そこで本研究では、1次元流管モデル及び準2次元差分モデルを用いてこの複合チョークの様子を数値解析した。

2. 1次元流管モデル

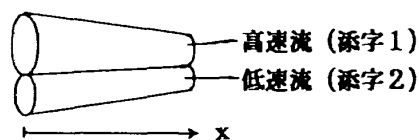
図1の様に軸方向 (x 方向) に断面積の変化する準1次元流路をふたつの流管 (高速流と低速流) に分け、それぞれの流管を1次元一様流として取り扱う。このとき両流管の間で剪断力や混合は考えず、同じ軸方向位置においては静圧が等しいと仮定した。断面積の変化のみを考えたマッハ数と静圧の対数微分形は、

$$\frac{dM^2}{M^2} = - \frac{2 \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right)}{1-M^2} \frac{dA}{A} \quad (1)$$

$$\frac{dp}{p} = \frac{\kappa M^2}{1-M^2} \frac{dA}{A} \quad (2)$$

この式を静圧の一致 ($p_1 = p_2$) を用いて上流側より差分を用いて解いた。

図2に、 $M_1=3.0$, $M_2=1.5$, $A_2/A=0.5$ の場合の断面積、マッハ数、圧力を示す。流管は入口と出口で1:0.7の断面積比を持つ収縮流路を仮定した。断面積の減小とともに両流管のマッハ数は下がるが、a部の所より低速側のマッハ数 (M_2) が1以下になっているにもかかわらずチョークせずに下がり続ける。これは、低速側の流管がラバール管の様になりa部でちょうどスロートになっているためである。逆に高速側の流管の収縮率は一様流の場合より大きくなり、マッハ数の低下も大きい。なおこの場合、全体としての流路は収縮流路であり、マッハ数が小さくなっていく (亜音速になっても) ので、流れが超音速に振舞っているということにする。この後さらに断面積を小さくしていくとb点のところでチョークをおこしている。(チョークを起こしていることはこの後の解析とあわせて考えた。) この時両流管は音速になっておらず (高速側は超音速、低速側は亜音速)、このような状態が複合チョークであると思われる。



A: 断面積 ($A = A_1 + A_2$)

M: マッハ数

P: 全圧

p: 静圧 ($p_1 = p_2$)

図1 2流管モデル

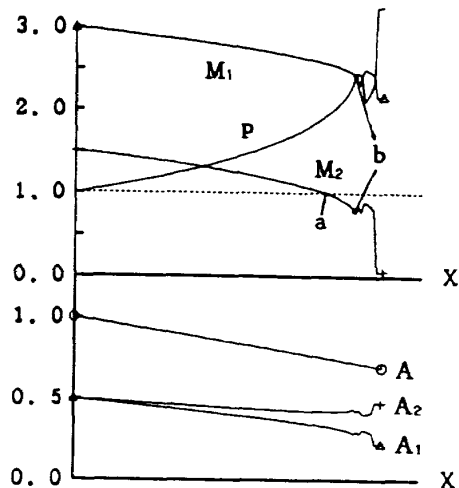


図2 流管の断面積とマッハ数、圧力の変化 ($M_1=3.0$, $M_2=1.5$, $A_2/A=0.5$)

b点より後は計算がおかしくなっているが、前方から計算しているためb点より前には影響が及ばない。(他の例でもチョークが起きた後は同様の結果が見られた。)

以上に述べた複合チョークの起こる位置を予測するために次の計算を行った。これは1流管の場合に、流量 \dot{m} , $\dot{\xi} = \dot{p}_s / P$ とした時 $d\dot{m} / d\dot{\xi} = 0$ となる $\dot{\xi}$ が臨界圧力比であることを応用している。 $p_1 / P_1 \equiv \dot{\xi}$, $P_2 / P_1 \equiv r$, $\dot{m}_1 / \dot{m}_2 \equiv g$ と定義すると、

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \dot{m}_1 + \dot{m}_2 \\ &= A(1+g) \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{P}{RT_0}} \xi^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{1-\xi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \end{aligned} \quad (3)$$

ただし、

$$\psi = 1 + \frac{g}{r^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \sqrt{\frac{1-\xi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1-\left(\frac{\xi}{r}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}}$$

T_{01} は全温

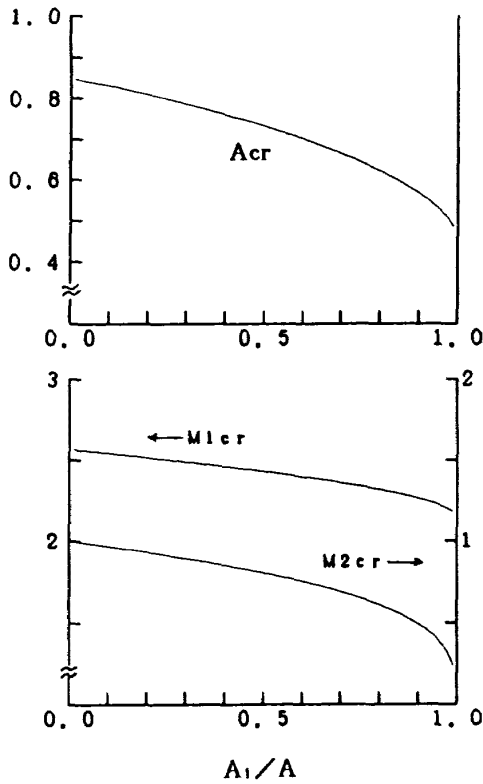


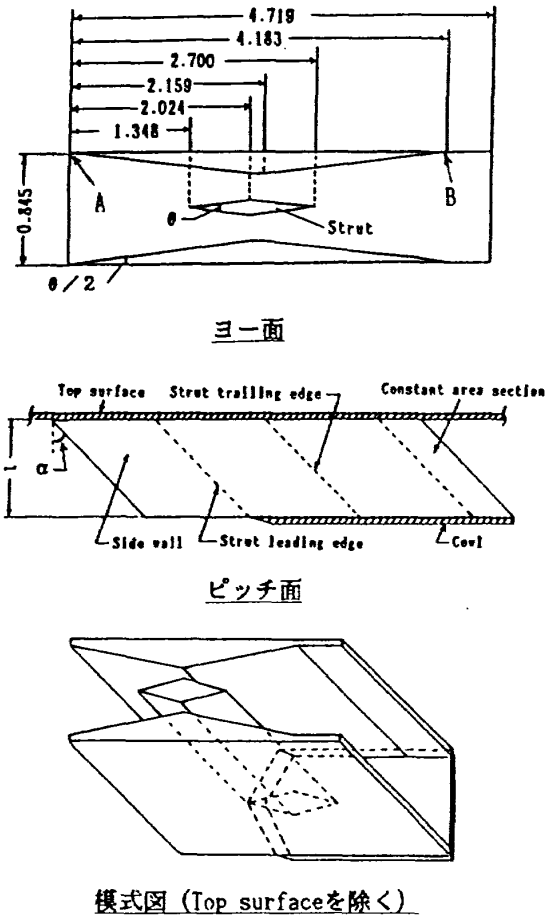
図3 各流管の断面積比に対する複合チョーク時の断面積(上)とマッハ数(下)

この後、 ξ, r, g をパラメータとして、 $\partial \dot{m} / \partial \xi = 0$ となる ξ_{cr} を見つけていくことにする。まずチョークの位置を先程の2流管モデル(図2)と比較すると、チョークしたときの点はb点と一致した。次に図3に $M_1 = 3.0$, $M_2 = 1.5$ の時に断面積比(A_1/A)を変化させたときの、チョークした時の断面積 A_{cr} (図上)とそのときのマッハ数 M_{cr} (図下)を示す。低流速側の割合が大きいとき(A_1/A が小さいとき)は A_{cr} が大きく(チョークしやすく)、 A_1/A を増していくとチョークしにくくなる。また低流速側の割合が少しでもあると急にチョークしやすくなる傾向がある。その時のマッハ数は、高速側が超音速、低速側が亜音速となっており複合チョークの特徴がみられた。

3. 2次元モデル

3.1 モデル及び基礎式

モデルは、図4に示す様にラングレー型スクラムジェットエンジンを念頭におき、複合チョークを解析するのに重要であると思われるピッチ面断面を対象とした。ヨー面断面については、図



模式図 (Top surfaceを除く)

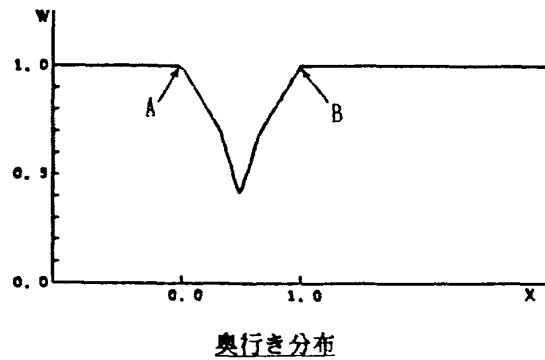


図4 2次元計算モデル

の奥行き分布にしたがって、エンジン内に奥行きを分布させ重み付けするという方法をとった。基礎式は式(4)の様に、オイラーの運動方程式を用い、座標変換後マコーマック法で定常解を求めた。

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = H \quad (4)$$

$$q = h \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e \end{bmatrix} \quad F = h \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (\rho e + p)u \end{bmatrix}$$

$$G = h \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ (\rho e + p) v \end{bmatrix} \quad H = \begin{bmatrix} 0 \\ p \frac{\partial h}{\partial x} \\ p \frac{\partial h}{\partial y} \\ \rho \dot{Q} h \end{bmatrix}$$

ただし、 h は奥行きを、 \dot{Q} は燃焼による発熱項。

今回の計算では、エンジンの後退角のない場合 ($\alpha=0^\circ$) とある場合 ($\alpha=48^\circ$) について行っている。また $\dot{Q}=0$ としている。

3.2 結 果

図5に、 $\alpha=0^\circ$ の場合に一樣流が流入してきた場合の静圧分布を示す。上部の◇印はエンジンの奥行きの変化する始めと終わりを(◇の中央がスロート部で後退角に応じて下方にのびる)、太線がカウルを表す。 $M_1=3.0$ では、始動(start)状態で全域音速となっている。また流れはほぼ一次的である。 $M_1=2.2$ では、エンジン前方に bow shock が飛び出し不始動(un-start)状態となる。この shock とカウルの間からかなりの漏れが生じている。図6に $\alpha=48^\circ$ の場合を示す。 $M_1=3.0$ では先程と同様始動状態であるが、スロート位置が斜めに存在するため斜め衝撃波が生じ流れは二次元的になる。 $M_1=2.2$ では先程と異なり、bow shock は出ずにカウルの前方に垂直衝撃波が生じている。

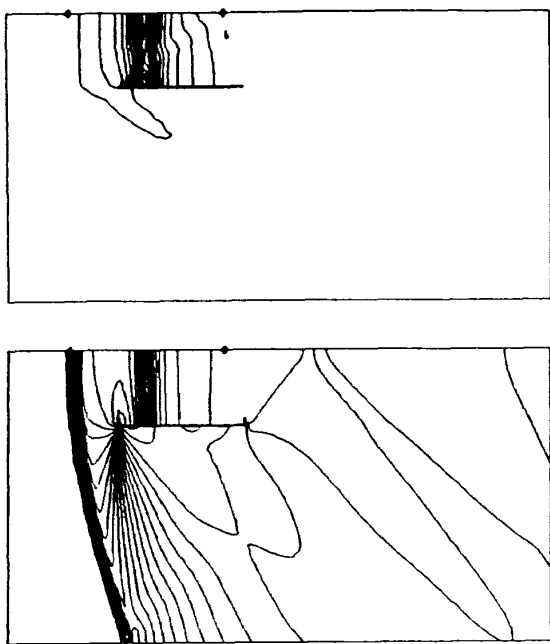


図5 圧力分布 ($\alpha=0^\circ$, $M=3$ (上), $M=2.2$ (下))

また shock とカウルの間の漏れは、 $\alpha=0^\circ$ の場合に比べて少なくなっている。この事より後退角があると不始動状態になりにくいと思われる。

図7に $\alpha=48^\circ$ で主流が剪断成分を持つ場合を示す。速度分布は上部壁付近に境界層があると仮定し、壁でのマッハ数 $M_2=1.5$ その外部のマッハ数 $M_1=3.0$ として、境界層の割合(A_2/A)をパラメータとして計算した。 $A_2/A=0.3$ (図上)のとき、上部

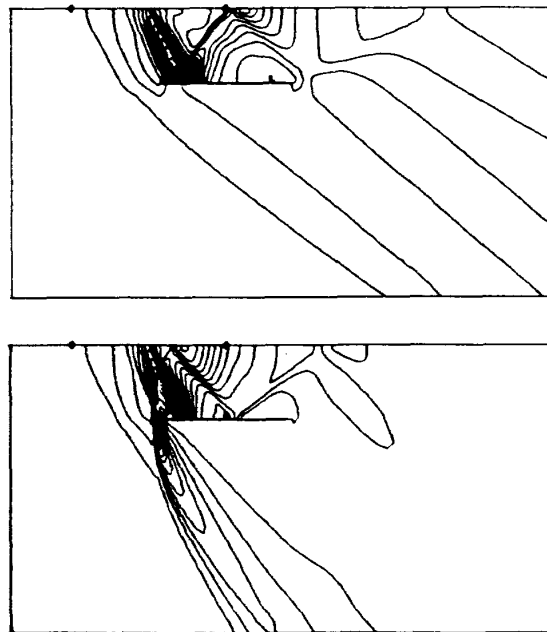


図6 圧力分布 ($\alpha=48^\circ$, $M=3$ (上), $M=2.2$ (下))

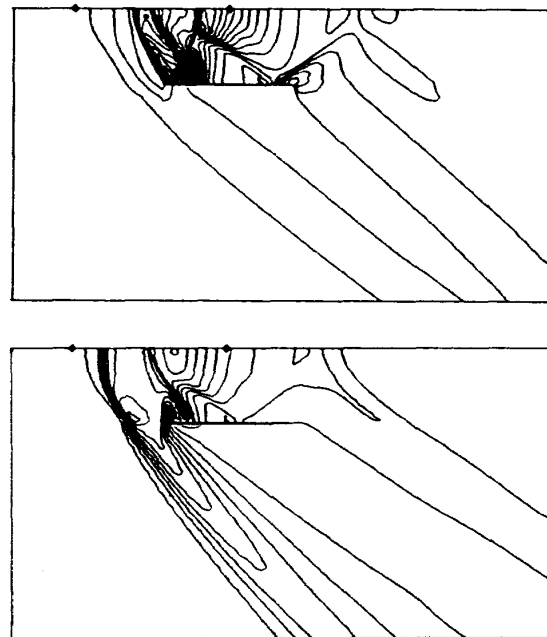


図7 圧力分布 ($\alpha=48^\circ$, $M_1=3$, $M_2=1.5$, $A_2/A=0.3$ (上), $A_2/A=0.6$ (下))

壁側のスロート部で垂直衝撃波を生じ亜音速領域ができるが、エンジン全体としては始動状態である。低速側の領域(A_2/A)を増やすにつれて、この垂直衝撃波は前方に移動し漏れが生じる。さらに $A_2/A=0.6$ (図下) になると前方に bow shock が飛び出し不始動状態となる。この時マッハ数の小さい高圧の領域が上部壁付近にあり、これをまわりこむように流れている。そして後方の流れは複雑なものとなっている。また後退角の影響としては、低速領域がかなり大きくなると不始動状態にならないことと ($\alpha=0^\circ$ では $A_2/A=0.3$ で不始動になる), スロート後方にもう1つ垂直衝撃波が生じ、亜音速領域が2カ所できることである。

図8は、 $\alpha=48^\circ$ で M_2 を変化させた場合である。 M_2 が小さくなるにしたがって壁面近くの shock が前方に移動するが、カウル部にはそれほど影響が及ばず漏れの量としてはわずかである。

図9にチョークを起こしたとき ($\alpha=0^\circ$, $A_2/A=0.3$) のスロートでのマッハ数分布を示す。これを見ると低速側では亜音速、高速側では超音速でチョークしている。このことは1次元モデルと定性的に一致し、複合チョークの性質を表している。

4. 結 論

以上のように、スクラブジェットエンジン内部流れの様子を1次元及び2次元モデルを用いて数値解析した結果、次のような結論を得た。

◆境界層のような低速領域があるとエンジンの入口付近に高圧の領域が生じ、流れはその部分を回り込むように流れ、境界層の範囲や強さが増すにつれチョークしやすくなる。

◆複合チョークを起こしたときのスロート部でのマッハ数は一様ではなく、主流側(高速側)では超音速、境界層側(低速側)では亜音速になっている。

◆エンジンに後退角をつけることによって一様流ではマッハ数を下げていっても不始動状態になりにくい。また、境界層が存在する場合でも不始動しにくい。

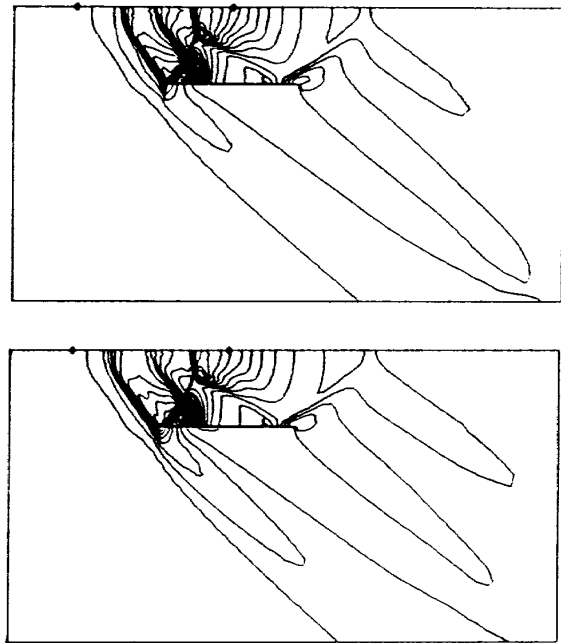


図8 圧力分布 ($\alpha=48^\circ$, $A_2/A=0.3$, $M_1=3$, $M_2=1.2$ (上), $M_2=1.0$ (下))

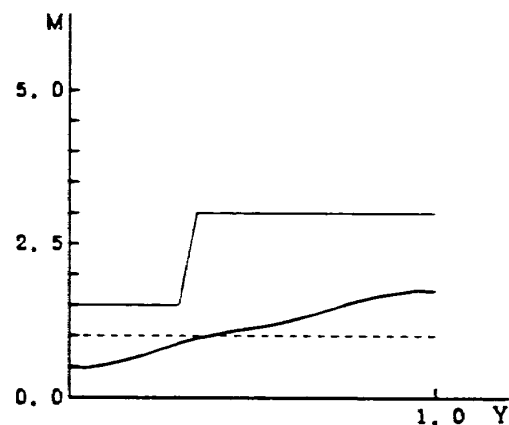


図9 スロート部マッハ数 ($\alpha=48^\circ$, $M_1=3$, $M_2=1.5$, $A_2/A=0.3$)

◆境界層のマッハ数を変化させるよりも、領域を広げたほうがカウルの方まで影響が及びやすく不始動状態になりやすい。

参 考 文 献

M.J. Lewis and D.E. Hastings, AIAA Paper 87-2079.

