

超音速気流中を伝播するレーザー誘起爆風波の数値解析 Numerical Analyses of the Laser-Induced Blast Wave Propagation in a Supersonic Flow

葛山浩, 東京大学大学院, 〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1, E-mail:katsura@alt.t.u-tokyo.ac.jp
小紫公也, 東京大学大学院, 〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1, E-mail:kimiya@k.u-tokyo.ac.jp
荒川義博, 東京大学大学院, 〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1, E-mail:arakawa@alt.t.u-tokyo.ac.jp
Hiroshi KATSURAYAMA, Dept.of Aeronautics and Astronautics, Univ of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan
Kimiya KOMURASAKI, Dept.of Advanced Energy, Univ of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan
Yoshihiro ARAKAWA, Dept.of Aeronautics and Astronautics, Univ of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan

Pressure wave propagation in a repetitive pulse air-breathing laser thruster flying at Mach 5 flow has been computed in order to clarify the behavior of a shock wave induced by focusing laser beams in supersonic flow, as well as to estimate the impulse acting on the thruster. As a result, the detailed process of shock reflection on the body and the mechanism for thrust generation have been analyzed. Moreover, the estimated coupling coefficient, which is the cumulative impulse per one pulse of laser energy, has been found to be fairly constant at a value of approximately 150 N·s/MJ, being independent of the laser energy. Results also reveal that the coupling coefficient is sensitive to the focus location.

記号

$C.A.R.$	=	捕捉流量比
C_d	=	抗力係数
C_m	=	運動量結合係数
D	=	空力抵抗
M	=	マッハ数
S	=	飛行体断面積
e	=	単位体積当たりの全エネルギー又は電荷
h	=	飛行高度
n_c	=	カットオフ電子密度
m_e	=	電子の質量
p	=	静圧
ρ	=	密度
q	=	熱流束
R	=	空気の気体定数 = 287J/kg
T	=	静温度
t	=	計算時間
u, v	=	軸及び半径方向の流体速度
z, r, θ	=	円筒座標
γ	=	比熱比 = 1.4
ϵ_0	=	真空の誘電率
η_{laser}	=	プラズマのレーザーエネルギー吸収率
τ	=	粘性剪断応力
ω_L	=	レーザー周波数
添字		
B	=	飛行体のボディー部
inC	=	飛行体のカウル部の内側
outC	=	飛行体のカウル部の外側
inlet	=	飛行体の空気取り入れ口
∞	=	流入物理量

1. はじめに

ここ数年間ほど、打ち上げコストを下げるため、従来の化学推進に代わるさまざまな推進システムが研究されてきた。最近特に宇宙ステーション等が完成し、小型の荷物を頻繁に打ち上げる必要性が高まると予想され、レザ推進機は化学推進に代わる打ち上げシステムとして期待されている。エネルギーは地上や宇宙のレザ基地から伝送されるため、レザ推進機は自身になんらエネルギー源を持

つ必要がなく、打ち上げの多くの部分を air-breathing モードで飛行するため搭載推進剤も少量ですむ。このため、化学推進に比べ打ち上げコストを大幅に減らすことが出来る。

Mylabo らは、“Lightcraft” と呼ばれるレザ推進機を提案し、実験機での打ち上げテストを行っている。(1,2) “Lightcraft” は closed-inlet タイプと air-breathing タイプが試されている。Air-breathing タイプでは、10Hz の 10J パルスレザを使用し、重さ 50g の機体が 71m の高さまで打ち上がっている。

Wang らは closed-inlet タイプの Lightcraft 内部の流れ場を計算している。(3) 彼らは詳細な物理モデルを組み込んで、レザ-プラズマの相互作用及び Laser Supported Detonation(LSD) wave と Laser Supported Combustion(LSC) の静止大気中での伝搬過程を計算している。LSD と LSC のメカニズムは Raizer により詳細に調べられている。(4-6) しかし、電子密度がカットオフのしきい値に達したとき、レザエネルギーの何パーセントがプラズマに吸収されるか明確になっていない。Wang らはカットオフ時に 40% のレザ吸収率を仮定し、Mylabo らの力積の測定値とよく一致をみた。

本計算では、 $M = 5$ で飛行していると仮定した air-breathing タイプのレザ推進機での爆風波の伝搬過程について調べた。推進機形状は、Lightcraft と殆ど同一のものを使用した。

プラズマに吸収されるレザエネルギーは、計算を始める際にレザ集光点にエネルギーソースとして与えた。従って、詳細なレザ-プラズマ相互作用はモデルに組み込まれていない。しかし、推進機壁面が受けるトタルの力積は与えられたレザエネルギーに対して、現実に近い値を取ると予想される。

2. Lightcraft

Figure 1 に Lightcraft の形状を示す。Lightcraft は、ノズコンの前胴体と放物状の後胴体とカウルからなる。放物状の後胴体は、エアロスパイクノズルとレザ集光ミラの役割を担う。高パワーのパルスレザが後胴体により集光され、空気絶縁破壊がカウル内壁のリング形状の集光点で起こる。集光点付近で生成された円環状のプラズマはレザエネルギーを吸収し、急激に膨張する。このプラズマの膨張が衝撃波を誘起する。衝撃波は後胴体とカ

ウルに直接力積を与え、また、ノズルを膨張することで付加的な力積を与える。

3. 計算方法と格子

3.1. 支配方程式

気体の温度は空気絶縁破壊の後、非常に高くなるが、今回の計算では空気は熱量的完全気体と仮定した。

支配方程式は、軸対称座標系の Navier-Stokes 方程式を用いる。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} = \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial r} + \mathbf{S}. \quad (1)$$

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \end{bmatrix}, \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{zz} \\ \tau_{zr} \\ u\tau_{zz} + v\tau_{zr} - q_z \end{bmatrix}, \mathbf{N} = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{zr} \\ \tau_{rr} \\ u\tau_{zr} + v\tau_{rr} - q_r \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{S} = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} -\rho v \\ -\rho uv + \tau_{zr} \\ -\rho v^2 + \tau_{rr} - \tau_{\theta\theta} \\ -(e+p)v - q_r + u\tau_{zr} + v\tau_{rr} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

単位体積当たりの全エネルギー - は以下のように定義される。

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho(u^2 + v^2)}{2}. \quad (3)$$

圧力は以下の理想気体の状態方程式により定義される。

$$p = \rho RT. \quad (4)$$

粘性及び熱伝導係数は、空気の Sutherland の公式⁽⁷⁾を使う。この公式により得られる値は、化学反応の効果により、1900K 以上の温度になると実際の値とずれが生じる。粘性係数は 1atm、10,000K の条件下において、2 倍程度のずれが生じるが、⁽⁸⁾ 今回はこのずれについては無視した。

3.2 計算スキーム

セル中心有限体積法を用いて、数値流束を積分した。非粘性流束は、Van Albada のリミッタ - を用いた MUSCL 内挿⁽¹⁰⁾ により空間三次精度に拡張し、AUSM-DV スキーム⁽⁹⁾を用いて評価した。粘性流束は四次精度中心差分を用いて評価した。時間積分は、LU-SGS 法⁽¹¹⁾を用いた。カウル回りの境界条件の複雑化を避けるため、流れ場は 4 つの領域に分けて計算した (Fig.1)。各領域の境界では 4 点を重ね、空間精度を維持した。⁽¹²⁾

3.3 計算格子

Figure 2 に計算格子を示す。推進機胴体長さは、20cm で、その最大半径は 6.75cm である。カウルは胴体の肩の 1.25cm 上に位置する。その軸方向の位置は、 $z = 10 \sim 16$ cm である。放物状の後胴体の表面は、カウル内側表面の ($z = 14$ cm, $r = 8$ cm) の位置にレ - ザ - ビ - ムが集光されるように設計した。格子は、胴体前の衝撃波と爆風波を精度よく捕えるため、前胴体前およびカウルと後物体との間に細かく配置した。

3.4 境界条件

流入流れの条件を table 1 に示す。

Table 1 Flight condition.

h	20km
M_∞	5
ρ_∞	$8.89 \times 10^{-2} \text{kg/m}^3$
T_∞	216.65K

超音速流入条件より、流入境界では全ての物理量は table.1 の値に固定される。また、流入流れは軸方向に並行であるとした。

簡単のため、胴体とカウル表面では、スリップ壁と断熱壁条件を用いた。静圧は、壁表面の曲率を考慮して決定した。

4. 爆発のエネルギー - ソ - ス

空気絶縁破壊が集光点で起ると、自由電子は逆制動輻射により、レ - ザ - 光を吸収し、高温のプラズマが生成される。このプラズマが膨張し、強い衝撃波が誘起される。衝撃波層は、衝撃波加熱によりイオン化され、この層内でレ - ザ - 光が吸収される。この過程により、強い衝撃波がレ - ザ - 入射方向にその強さを維持しながら伝播する。このような波を LSD 波と呼ぶ。⁽⁴⁾ 衝撃波がレ - ザ - 入射方向の上流に伝播するにつれて、レ - ザ - エネルギー - が減少する。そのエネルギー - 密度があるしきい値まで減少したとき、衝撃波とプラズマ前縁が分離する。その後、衝撃波は遠方場に伝播して行き、プラズマ前縁は、電子熱伝導及び輻射熱伝導により、その回りの気体をイオン化し、レ - ザ - エネルギー - を吸収する。この過程によりプラズマ前縁は亜音速で伝播する。このような波を LSC 波と呼ぶ。⁽⁵⁾

しかし、LSD と LSC 波の振舞いを明らかにするためには、複雑な物理モデルおよび非常に細かい格子点が必要となり、非常にコストの高い計算となる。このため、今回の計算では、レ - ザ - 吸収過程は無視した。レ - ザ - エネルギー - は Fig.1 に示す円環状の集光点に位置する 1 つの計算セルに与えられた。

プラズマ前縁の電子密度が次式の値に達した時、カットオフによりレ - ザ - 光はその層を透過出来なくなる。

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_L}{e^2}, \quad (5)$$

その際、レ - ザ - 光は、反射あるいは散乱されるが、その一部はプラズマ前縁で吸収される。⁽³⁾ しかし、このメカニズムは十分に明らかにされていないため、プラズマにより吸収されるレ - ザ - エネルギー - の割合を決定する事は大変難しい。Wang らの計算では、カットオフが生じている間、レ - ザ - 吸収率を $\eta_{\text{laser}} = 40\%$ と仮定した場合、実験で測定された力積とよい一致を見ている。

本計算では、プラズマはレ - ザ - エネルギー - の半分を吸収すると仮定した。

$$\eta_{\text{laser}} = 50\%. \quad (6)$$

ただし、プラズマにより吸収されるレ - ザ - エネルギー - は集光点にエネルギー - ソ - スとして与えられる。

5. 計算結果と考察

5.1. 初期流れ場

レ - ザ - 集光の前に、定常解を求める。Figure 3 に圧力等高線図を示す。次式で計算される捕捉流量比⁽¹³⁾は、31.3% とかなり小さい値となった。

$$C.A.R. = \frac{\iint_{S_{\text{inlet}}} \rho v \cdot ds}{\iint_{S_\infty} \rho v \cdot ds}. \quad (7)$$

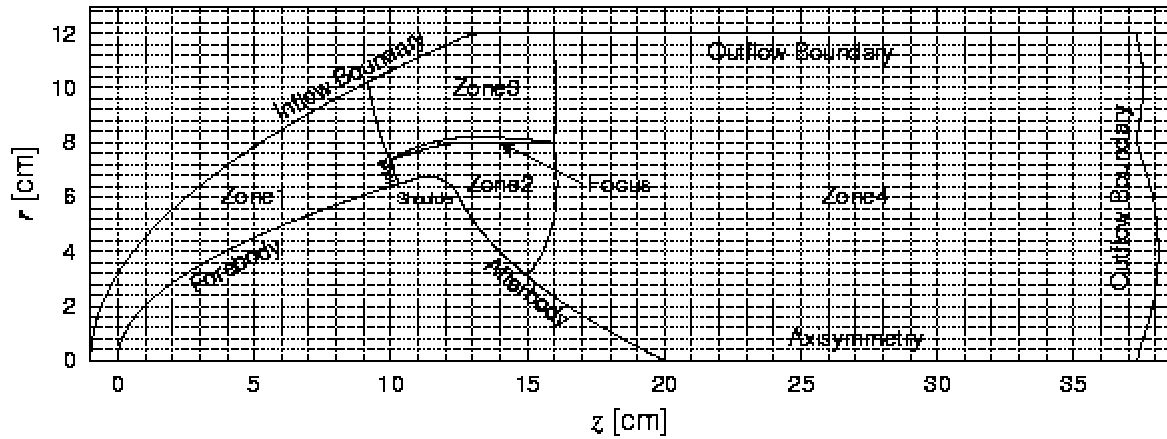


Fig.1 Lightcraft configuration and divided computational zones.

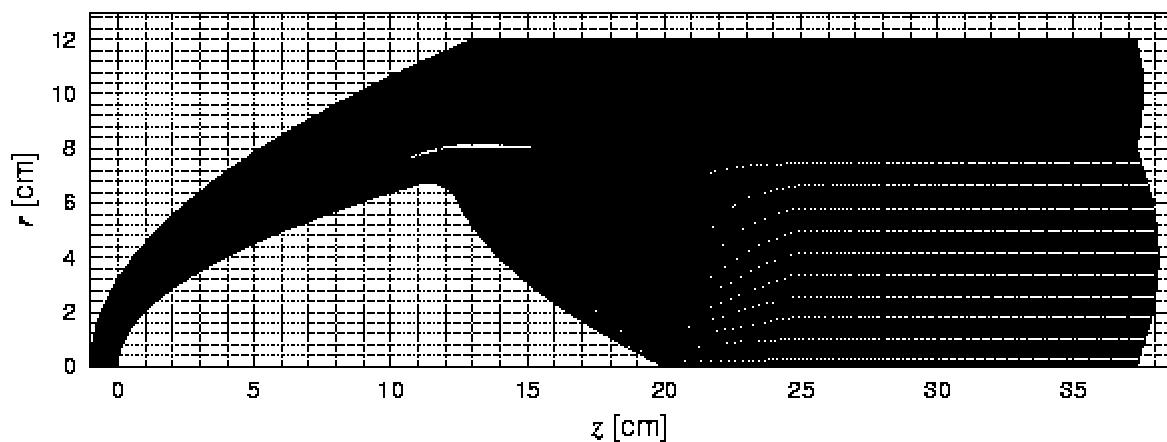


Fig.2 Computational grids.

S_{inlet} はカウル前縁と胴体肩の間の面積である。 S_{∞} は、カウル前縁位置の半径を持つ円とした $C.A.R.$ に関して言えば、この Lightcraft の形状は $M_{\infty} = 5$ よりもっと大きい Mach 数の方が適当であると言える。

流れは離脱衝撃波を通過した後、inlet 付近でマッハ数が $M = 2.5$ まで減少する。 Figure 4 は、inlet 付近の圧力等高線図と速度ベクトルを示す。

斜め衝撃波がカウル前縁から生じているのがわかる。この衝撃波を通過した後、カウル上部の流れはカウル外部表面から生じる一連の膨脹波により加速される。

カウルと胴体の間では、カウルの内部表面から一連の圧縮波が生じている。胴体肩付近で、流れは表面から剥離する。

Figure 5 にカウル後端付近から軸方向 $z = 35$ cm までの圧力等高線図と速度ベクトルを示す。剥離により生じた伴流は、 $z = 27$ cm 付近まで拡がる。

軸方向の空力抵抗は、胴体部、 D_B 、カウル内側部、 D_{inC} 、およびカウル外側部、 D_{outC} に分けられる。 D_B 、 D_{inC} および D_{outC} はそれぞれ、605 N、-88 N、141 N となり、全抵抗は 655 N である。抵抗係数は、代表断面積をカウル最大半径をもつ円とおくと、 $C_d = 0.37$ となる。

5.2. レ - ザ - 誘起爆風波の伝搬過程

レ - ザ - エネルギー - が 200, 400 および 600 J の場合の 3 ケースについて計算を行った。集光点の位置は、カウルの内側表面に位置している。 $\eta_{\text{laser}} = 50\%$ と仮定しているので、流体に与えられる正味のエネルギー - はレ - ザ - エネル

ギ - の半分の値である。



Fig.3 Pressure contours in the steady state flow field. (max. = 180818 Pa, min. = 408 Pa, incre. = 3608 Pa)

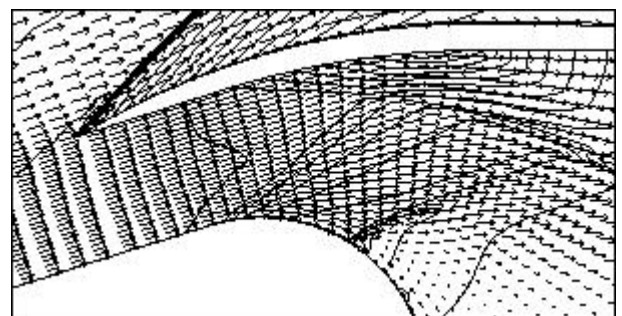


Fig.4 Pressure contours and velocity vectors near the inlet.

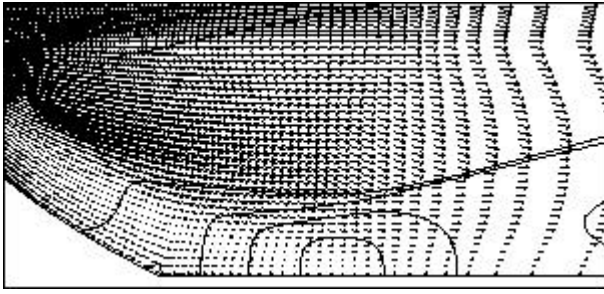


Fig.5 Pressure contours and velocity vectors from the vicinity of the cowl end to $z = 35$ cm.

Figures 6(a) ~ (f) にレ - ザ - エネルギー - が 400J の場合のレ - ザ - 集光後 $t = 0.5 \sim 15.0\mu\text{s}$ の圧力等高線図と速度ベクトルを示す。

$t = 0.5\mu\text{s}$ において、誘起された衝撃波はカウル内側表面で反射される。衝撃波で囲まれた領域の物理量分布はポイントソ - スによる自己相似解⁽¹⁴⁾ にほぼ一致している。 $t = 2.5\mu\text{s}$ において、衝撃波の二つの枝の各々が異なった速度で伝播し始める。これは、一方は流れに逆らって上流に伝搬し、他方は流れに乗って伝播するためである。 $t = 5.0\mu\text{s}$ において、衝撃波は後胴体に到達し、inlet からの流れは全て衝撃波により圧縮される。 $t = 7.5\mu\text{s}$ において、後胴体表面上を下流に伝播する衝撃波の枝があらわれる。 $t = 7.5 \sim 15\mu\text{s}$ では、この衝撃波が後胴体表面を掃引し、後胴体表面上で加圧された領域が広がって行く。この過程により、Lightcraft は主要な推力を得る。この掃引の間、衝撃波の正常反射は Mach 反射に移す。一方、上流に伝播する衝撃波は、胴体に相対的な伝播速度が流入速度とつり合うため、inlet 近くに留まる。同様の理由で、カウル後端付近の衝撃波も長い時間その場に留まる。

Figures 7(a) ~ (i) に $t = 20 \sim 300\mu\text{s}$ における圧力等高線図を示す。 $t = 20\mu\text{s}$ で、衝撃波の枝は後胴体の後端に達する。この位置での圧力は軸対称に衝撃波がフォ - カシングするため、急に上昇するが、スラストに寄与する程の大きい面積にその効果は及ばない。この圧力上昇は Fig. 7(b) に示されるように、暫くの間、後胴体後端付近に留まる。 $t = 25\mu\text{s}$ 以降においては、Mach 反射は、三重点の半径方向高さが徐々に大きくなりながら、さらに下流に伝播して行く。

一方、inlet 付近の衝撃波はこの時刻において、下流に吹き流され始め、単なる圧力波に減衰する。 $t = 50\mu\text{s}$ において後胴体状に観察される小さい Mach 反射は inlet から吹き流された圧縮波が再び集中して形成されると考えられる。

カウルに付着していた衝撃波は、 $t = 70\mu\text{s}$ において、カウル後端を離れ、下流に吹き流される。 $t = 100 \sim 300\mu\text{s}$ において、流れ場は殆ど定常状態に戻る。

5.3 . 集光点位置の影響

集光点位置が流れ場に与える影響を調べるため、レ - ザ - 光が流路の真ん中に位置する点 ($z = 14$ cm, $r = 6$ cm) に集光されると仮定し、計算を行った。

200J のレ - ザ - エネルギー - の場合、流れ場の変遷は基本的にカウル内側表面で集光する場合と同じであるが、推力は大きくなる。これは、Fig.8 に示すように後胴体の近くで衝撃波が誘起されるため、より強い力積を後胴体に与える事が出来るためである。

400J のレ - ザ - エネルギー - の場合、Fig.9 のように、衝撃波は inlet から吐き出される。これは、カウル表面で集光した場合と違い、カウルに邪魔される事が無いので、強い衝

撃波が上流に伝播するためである。この吐き出された衝撃波は前胴体を掃引して行き、抵抗となる。

レ - ザ - をカウル表面で集光した場合は、この衝撃波の吐き出しはレ - ザ - エネルギー - が 600J の場合でも起こらない。したがって、衝撃波の吐き出しを防ぐために、最適なカウル形状を調べる必要がある。例えば、カウルの傾きを今回の計算で使ったものよりも大きくとる必要があるだろう。

5.4 . スラストと運動量結合係数

Figure 10 にカウル表面上で 200, 400, 600J のレ - ザ - を集光した場合の軸方向のスラストの時間履歴を示す。

レ - ザ - 集光の後、最初の数マイクロ秒の間は空力抵抗のため、正味のスラストは負の値となる。これは、集光点付近のカウル内側表面が軸方向に並行であるので、初期の強い衝撃波がスラストとして働かないためである。衝撃波が後胴体に到着したとき、スラストは急激に上昇する。レ - ザ - エネルギー - が大きいほど、スラストジャンプは大きくなり、早く起こる。衝撃波が後胴体を掃引している間に、スラストは最大値をとる。その後、スラストは徐々に空力抵抗の値まで減少していく。正のスラストの持続時間は、レ - ザ - エネルギー - が大きい程大きくなる。

Figure 11 に流路の真ん中とカウルの表面で 200J のレ - ザ - を集光した場合のスラストの時間履歴を示す。流路の真ん中で集光した場合の正のスラストの持続時間は、カウル表面で集光した場合の 2 倍程度となった。

流路真ん中でレ - ザ - を集光した場合、 $t = 5\mu\text{s}$ において、スラストに第 2 ピークがあらわれる。このピークは、胴体肩背後付近で圧力が上昇するためである (Fig.12)。この圧力上昇は数マイクロ秒後には消える。

Figure 13 に Wang らによる計算と Mylabo らによる実験および本計算により見積もられた運動量結合係数を示す。運動量結合係数は以下のように定義される。

$$C_m = \frac{\text{The cumulative impulse}}{\text{One pulse laser energy}}. \quad (8)$$

本計算では、空力抵抗からの力の増分を時間積分したものととして、cumulative impulse を見積もった。

カウル表面で集光した場合、運動量結合係数は、レ - ザ - エネルギー - に依存せず殆ど一定の値 $C_m = 150 \text{ N} \cdot \text{s}/\text{MJ}$ となった。この傾向は、亜音速あるいは静止対気中で行われた Mylabo の実験および Wang の計算と同じである。

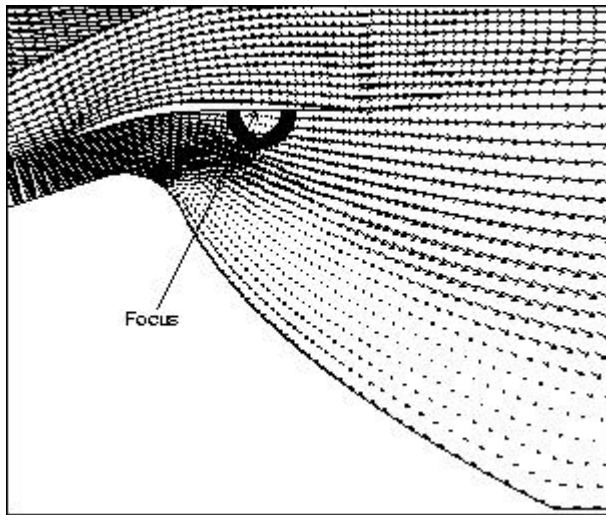
流路の真ん中で集光した場合は、運動量結合係数は、カウル表面で集光した場合の 2.5 倍程度となった。従って、運動量結合係数は、集光点の位置に非常に敏感であると思われる。

6 . まとめ

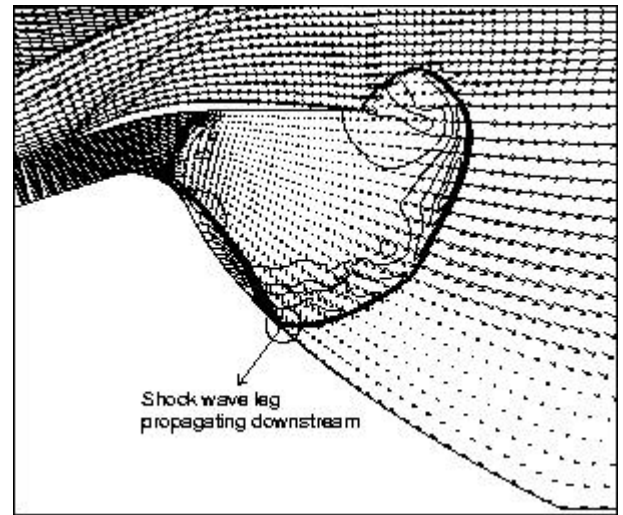
下流に伝播して行く衝撃波の枝が後胴体表面を掃引していく事で、推進機は主要な推力を得る事がわかった。一方、上流に伝播して行く衝撃波は、その伝播速度が流入流れとつり合うため、inlet 付近に長い時間留まる事が明らかになった。この衝撃波は、最終的には圧力波に減衰して下流に吹き流される。

カウル表面上でレ - ザ - を集光した場合、運動量結合係数は、レ - ザ - エネルギー - によらず殆ど一定で $C_m = 150 \text{ N} \cdot \text{s}/\text{MJ}$ 程度となった。

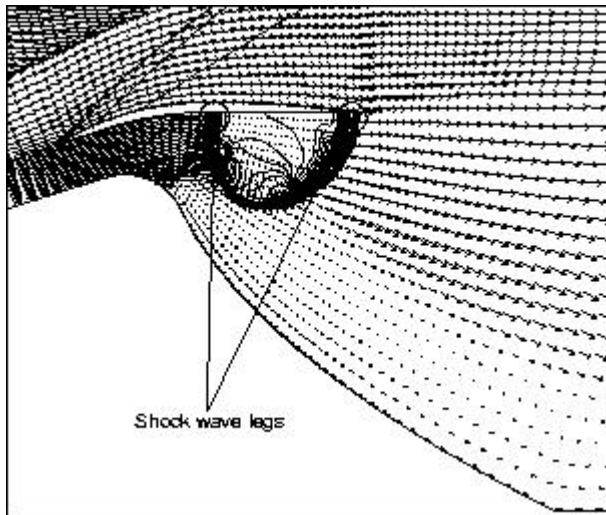
また、運動量結合係数は集光位置に敏感である事がわかった。



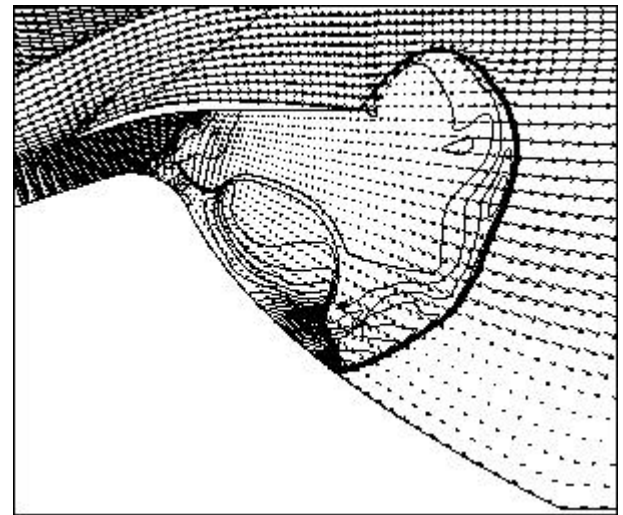
(a) $t = 0.5 \mu s$
(max. = 3743926 Pa, min. = 403 Pa, incre. = 74870 Pa)



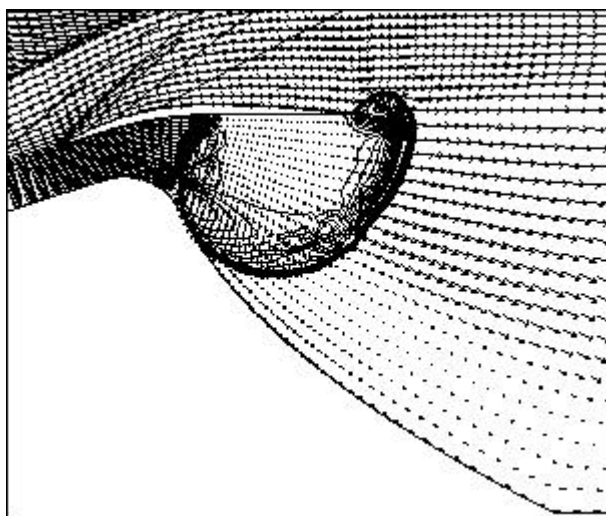
(d) $t = 7.5 \mu s$
(max. = 1488152 Pa, min. = 1153 Pa, incre. = 29740 Pa)



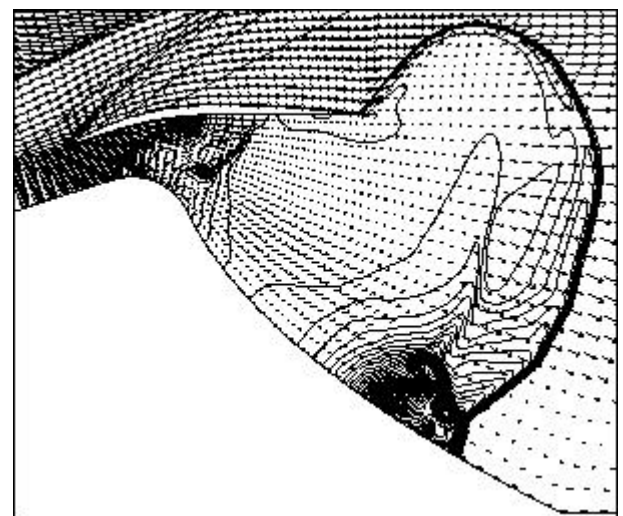
(b) $t = 2.5 \mu s$
(max. = 934008 Pa, min. = 405 Pa, incre. = 18672 Pa)



(e) $t = 10.0 \mu s$
(max. = 1207828 Pa, min. = 1399 Pa, incre. = 24129 Pa)

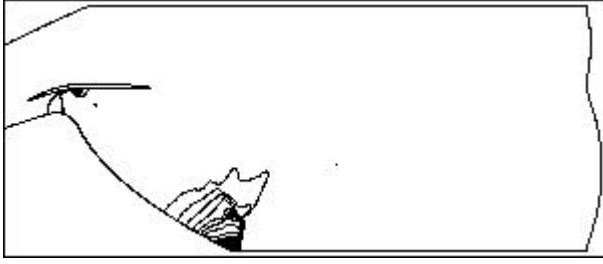


(c) $t = 5.0 \mu s$
(max. = 696236 Pa, min. = 411 Pa, incre. = 13917 Pa)



(f) $t = 15.0 \mu s$
(max. = 647684 Pa, min. = 1400 Pa, incre. = 12926 Pa)

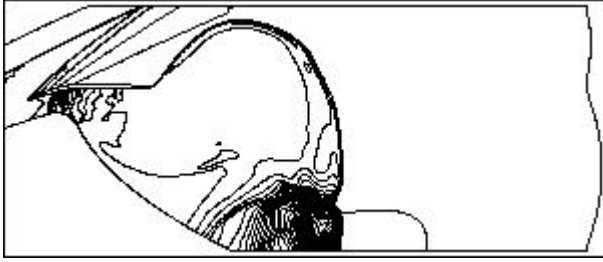
Fig.6 Pressure contours and velocity vectors at $t = 0.5 \sim 15.0 \mu s$ in the case of laser-focusing on the cowl with 400 J energy.



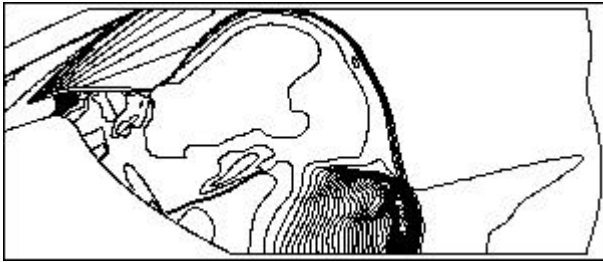
(a) $t = 20 \mu s$
(max. = 3550556 Pa, min. = 1400 Pa, incre. = 70983 Pa)



(b) $t = 25 \mu s$
(max. = 637040 Pa, min. = 1400 Pa, incre. = 12712 Pa)



(c) $t = 30 \mu s$
(max. = 540184 Pa, min. = 1421 Pa, incre. = 10775 Pa)



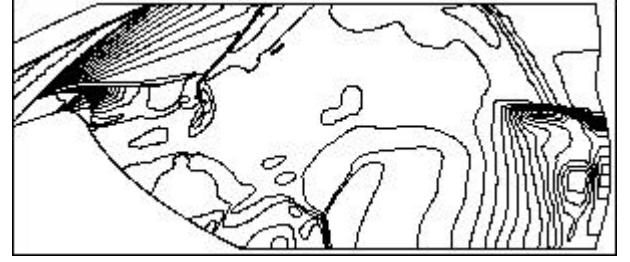
(d) $t = 40 \mu s$
(max. = 321745 Pa, min. = 1736 Pa, incre. = 6400 Pa)



(e) $t = 50 \mu s$
(max. = 134052 Pa, min. = 1962 Pa, incre. = 3577 Pa)



(f) $t = 60 \mu s$
(max. = 103193 Pa, min. = 157 Pa, incre. = 3613 Pa)



(g) $t = 70 \mu s$
(max. = 86716 Pa, min. = 3 Pa, incre. = 3616 Pa)



(h) $t = 100 \mu s$
(max. = 46978 Pa, min. = 200 Pa, incre. = 3612 Pa)



(i) $t = 300 \mu s$
(max. = 46978 Pa, min. = 47 Pa, incre. = 3615 Pa)

Fig.7 Pressure contours at $t = 20 \sim 300 \mu s$ in the case of laser-focusing on the cowl with 400 J energy.

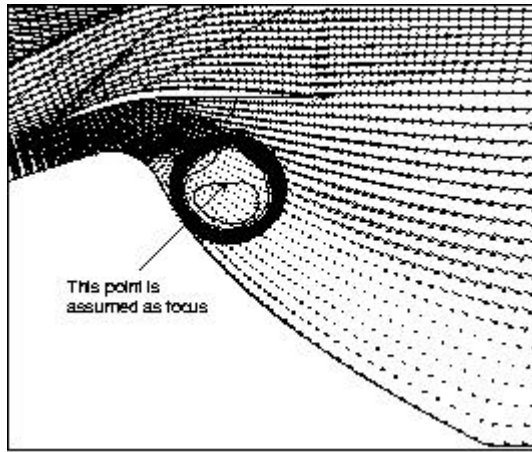


Fig.8 Pressure contours and vector plots at $t = 1 \mu s$ in the case of laser-focusing at the middle point of the flow channel with 200 J energy. (max. = 740595 Pa, min. = 405 Pa, incre. = 14804 Pa)

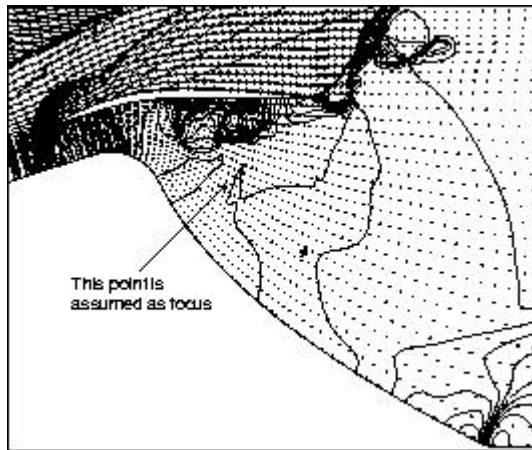


Fig.9 Pressure contours and vector plots at $t = 30 \mu s$ in the case of laser-focusing at the middle point of the flow channel with 400 J energy. (max. = 1207828 Pa, min. = 1399 Pa, incre. = 24129 Pa)

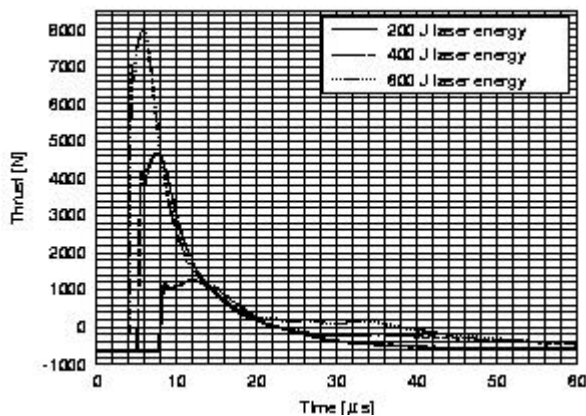


Fig.10 Thrust histories in the cases of laser-focusing on the cowl.

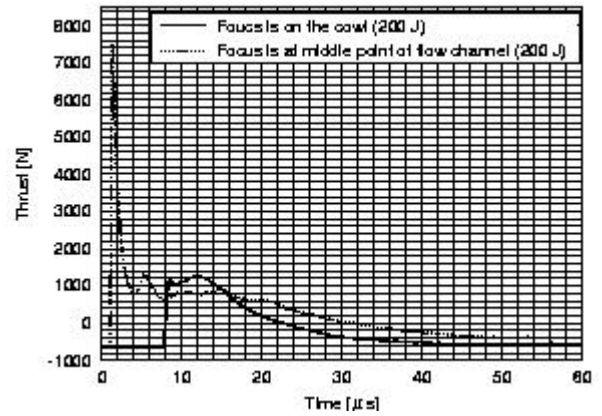


Fig.11 Thrust histories in the cases of laser-focusing on the cowl and at the middle point of the flow channel with 200 J.

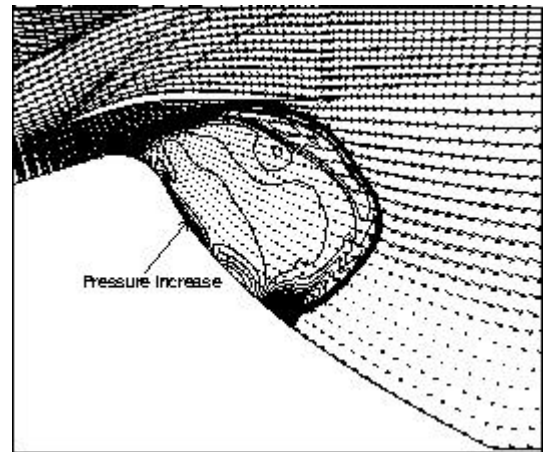


Fig.12 Pressure contours and vector plots at $t = 5 \mu s$ in the case of laser-focusing at the middle point of the flow channel with 100 J energy. (max. = 771276 Pa, min. = 1399 Pa, incre. = 15398 Pa)

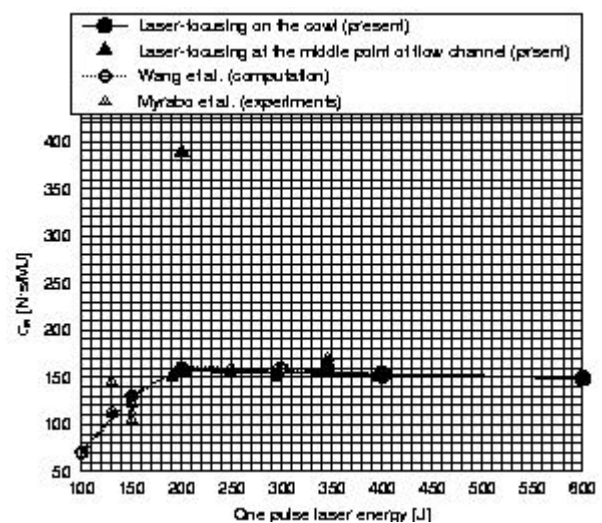


Fig.13 Coupling coefficients.

参考文献

- (1) Myrabo, L.N., Messitt, D.G., and Mead, F.B.Jr., "Ground and Flight Tests of a Laser Propelled Vehicle," AIAA Paper 98-1001, Jan., 1998.

- (2) Mead, F.B.Jr., Myrabo, L.N., and Messitt, D.G., "Flight and Ground Tests of a Laser-Boosted Vehicle," AIAA Paper 98-3735, 1998.
- (3) Wang, T.S., Chen, Y.S., Liu, J., Myrabo, L.N., and Mead, F.B.Jr., "Advanced Performance Modeling of Experimental Laser Lightcrafts," AIAA Paper 2001-0648, Jan., 2001.
- (4) Raizer, Y.P., "Breakdown and Heating of Gases under the Influence of a Laser Beam," Soviet Physics USPEKHI, Vol.5, No.8, Mar.-Apr., 1966, pp.650-673. March-April, 1966.
- (5) Raizer, Y.P., "Subsonic Propagation of a Light Spark and Threshold Condition for the Maintenance of Plasma by Radiation," Soviet Physics JETP, Vol.31, No.6, Dec., 1970, pp.1148-1154.
- (6) Raizer, Y.P., and Tybulewicz, A., "Laser-Induced Discharge Phenomena," Studies in Soviet Science, Edited by Vlases, G.C., and Pietrzyk, Z.A., Consultants Bureau, New York, 1977.
- (7) Tannehill, J.C., and Anderson D.A., Pletcher, R.H., "Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer, 2nd ed.," Tayler & Francis, Levittown, PA, 1997.
- (8) Gupta, R.N., Yos, J.M., Thompson, R.A., and Lee, K.P., "A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000 K," NASA RP-1232, 1990.
- (9) Wada, Y., and Liou, M.S., "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," NASA TM-106452, 1994.
- (10) Anderson, W.K., Thomas J.L., and Leer B.V., "Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations," AIAA Journal, Vol.24, No.9, Sep. 1986. pp.1453-1460.
- (11) Jameson A., and Yoon, S., "Lower-Upper Implicit Schemes with Multiple Grids for the Euler Equations," AIAA Journal, Vol.25, No.7, July. 1987. pp.929-935.
- (12) Fujii, K., "Unified Zonal Method Based on the Fortified Solution Algorithm," Journal of Computational Physics, Vol.118, 1995. pp.92-108.
- (13) Messitt,D.G., Myrabo, L.N., Jones, R.A., and Nagamatsu, H.T., "Computational vs. Experimental Performance of an Axisymmetric Hypersonic Inlet for Laser Propulsion," AIAA Paper 91-2547, June, 1991.
- (14) Sedov, L.I., "Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, 10th ed.," CRC Press, 1993.