

レーザープロパルジョンの数値計算 Numerical Calculation of Laser Propulsion

阿部英裕, 東京工業大学大学院機械工学専攻, 〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1, hidehiro@stu.mech.titech.ac.jp:
吉田直樹, 東京工業大学大学院機械工学専攻, 〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1, naoking@stu.mech.titech.ac.jp:
青木圭一, 東京工業大学機械科学科, 〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1, akeiichi@stu.mech.titech.ac.jp:
矢部 孝, 東京工業大学, 〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1, yabe@mech.titech.ac.jp:
Hidehiro ABE, Tokyo Institute of Technology Dept. of Mechanical Engineering, 2-12-1 Ookayama Meguro Tokyo
Naoki YOSHIDA, Tokyo Institute of Technology Dept. of Mechanical Engineering, 2-12-1 Ookayama Meguro Tokyo
Keiichi AOKI, Tokyo Institute of Technology Dept. of Mechanical Engineering, 2-12-1 Ookayama Meguro Tokyo
Takashi YABE, Tokyo Institute of Technology, 2-12-1 Ookayama Meguro Tokyo

In this paper, the numerical calculations of laser propulsion for space vehicles are discussed. For calculating the behavior of ablation, it is necessary to do with the solid, the liquid and the gas at the same time. We calculated this process with the hydrocode based on a highly-accurate scheme CIP-CUP(Cubic-Interpolated Pseudoparticle Combined Unified Procedure) method. With this scheme, we evaluate the efficiency by C_m (the momentum coupling coefficient) for the cases of single pulse, repetitive pulse and some target shapes.

1. 緒言

現在,世界各国で宇宙輸送コストの低減を目指した低コスト再使用型輸送機の検討が盛んに行われている。米国においては,スペースシャトルを第一世代とし,2010年代の第二世代ではコストを 1/10 に安全性を 100 倍にという目標設定が出されている。しかしながら現在の宇宙輸送機は,化学推進のみによるものが大部分である。この化学推進による宇宙輸送機は比推力があまり大きくないうえに,エネルギー源を機体自身に搭載しなければならないという欠点を有している。一方,1972年にKantrowitz⁽¹⁾氏により提案されたレーザー推進は,レーザービームによる燃料加熱に基づく反動推力を推進原理とするものである。このレーザー推進においては,可能な限りペイロード以外の重量物搭載を抑制できるという点において有望な推進システムの一つと言える。

レーザー推進の基本的な研究開発が国内外で実施されてきた。米国において,1997年11月,世界初のレーザー推進機打ち上げ実験が成功した⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾。この実験は,直径140mm,質量60gの地球ゴマ状のロケットを,地上からの Pulsed carbon dioxide laser(1kJ per pulse,30 μs pulse width at 10 Hz)により垂直飛行(アウトドア実験)させ,高さ15.25mに達した。レーザー推進方式はエアブリージング・パルスデトネーションエンジンによるもので,2.3Gの加速性能で打ち上げられた。米国のレーザー推進プロジェクトは,エンジンを地上に設置したままレーザービーム照射による新しい低コストの宇宙輸送システムを開発し,1kg級のナノ衛星から100kg級のマイクロ衛星をLEO(Low Earth Orbit)に打ち上げる目的のため,エドワーズ空軍研究所とNASA Marshall Space Flight Centerとの共同開発により実施された。

日本では,1976年頃に宇宙化学研究所の栗木研究室でレーザー・プラズマ推進として開始されている。大気中の固体ターゲットへの高出力レーザービーム照射時に生成されるプラズマに関する実験と考察が行われた⁽⁵⁾。最近では,レーザー推進による直接打ち上げ構想に見られるように多方面への技術検討も行われている⁽⁶⁾。また,航空宇宙技術研究所のロケット高性能研究室では,1999年11月に大阪大学レーザー核融合研究センター及び(財)レーザー技術総合研究所との共同研究により,高出力レーザーを使用した人工衛星の軌道変換輸送システムに用いるレーザーエンジンのモデル実験に世界に先駆けて成功している⁽⁷⁾。

現在,世界各国で宇宙輸送コストの低減を目指した低コスト再使用型輸送機の検討が盛んに行われている。しかしながら現在の宇宙輸送機は,化学推進のみによるものが大部分である。

低コスト再使用型宇宙輸送機や宇宙デブリの除去などの方法の一つとしてレーザー推進が有力な候補となるが,この技術には未だ明らかになっていない面が数多く残されている。そこで本研究では,レーザー照射時のターゲット上での現象の解明を目的として,CIP法を用いた数値計算によりレーザーアブレーション法の流体的メカニズムを明らかにするとともに,飛翔体構造の違いによる効率の変化を明らかにする。

2. 主な使用記号

C_m	: 運動量結合係数
I	: レーザー強度
W	: エネルギー
r_0	: レーザー照射半径
τ	: パルス幅
T	: 温度
λ	: 波長
m_e	: 電子質量
N_e	: 電子密度
η	: 吸収係数
l_{Al}	: アルミニウムの吸収長
l_{pla}	: プラズマの吸収長
α	: アルミニウムの吸収率

3. 計算手法

3.1 基礎方程式

本研究ではレーザー照射時のターゲット上での現象のシミュレーションを行うが,これは流体の方程式を数値的に解くことで実現する。

まず,一番単純な非粘性流体の方程式は密度,運動量,エネルギーの保存則から次のように表せる。

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{f} = \mathbf{G} \quad (3.1.1)$$

ここで,

$$\mathbf{f} = (\rho, \mathbf{u}, p) \quad (3.1.2)$$

$$\mathbf{G} = \left(-\rho \nabla \cdot \mathbf{u}, -\frac{\nabla p}{\rho}, -\rho C_s^2 \nabla \cdot \mathbf{u} \right) \quad (3.1.3)$$

これらの方程式を本研究では CIP(Cubic-Interpolated pseudoparticle)法^(7,8)を用いて解く。

3.2 1次元 CIP 法

CIP 法とは一般の双曲型方程式を統一的に解くことができるアルゴリズムである。この手法の大きな特長は、移流項とその他の項(非移流項)を分離して解くということである。これにより、CIP 法を用いて流体コードを構築すると、圧縮性流体と非圧縮性流体を同時に解くことも可能となる。さらに、簡潔で数値拡散も少ないことも挙げられる。

3.2.1 移流相の解法

1次元では(3.1.1)式は次のようになる。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = G \quad (3.2.1)$$

この式(3.2.1)を二つの相に分離する。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = G \quad (3.2.2)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (3.2.3)$$

式(3.2.2)は非移流相、式(3.2.3)は移流相である。CIP 法を用いて双曲型方程式を解く場合にはこのようにして方程式を非移流相と移流相とに分離し、先に非移流相を解き、次に移流相の計算を行う。まず移流相の計算方法の説明をする。

CIP 法では各格子点間を 3 次スプライン関数を用いて補間する。ただし、通常のスプライン法では近時間関数値、1 階微分、2 階微分の連続性で決定するのにに対し、CIP 法では、元の方程式を満足するように決定する。そこで、各格子点上には値 f だけではなくて 1 階微分値 f' も与え、2 階微分の連続性を犠牲にし、式(3.2.3)を空間微分した式、

$$\frac{\partial f'}{\partial t} + u \frac{\partial f'}{\partial x} = -\frac{\partial u}{\partial x} f' \quad (3.2.4)$$

を f' を決定する方程式とする。この各格子点において、値だけでなく空間微分値まで与えるのが CIP 法の大きな特長である。

3 次多項式を構築するためには 4 つの情報が必要になるが、CIP 法では各格子点上で f と f' の値を与えるため、各格子点間を次のような 3 次多項式で補間することが可能である。

$$F_i(x) = a_i X^3 + b_i X^2 + f'_i X + f_i \quad (3.2.5)$$

ここで、 $X = x - x_i$ である。未知数は a_i と b_i の 2 つであるが、これについては風上の格子点における $F_i(x)$ と $dF_i(x)/dx$ の連続性によって決定する。具体的には、 $u > 0$ の場合、次のようにする。

$$\begin{aligned} F_i(x_{i-1}) &= f_{i-1} \\ \frac{dF_i(x_{i-1})}{dx} &= f'_{i-1} \end{aligned} \quad (3.2.6)$$

式(3.2.5)、(3.2.6)から a_i 、 b_i は

$$\begin{aligned} a_i &= \frac{(f'_i + f'_{i-1})}{\Delta x^2} - \frac{2(f_i - f_{i-1})}{\Delta x^3} \\ b_i &= \frac{3(f_{i-1} - f_i)}{\Delta x^2} + \frac{(2f'_i + f'_{i-1})}{\Delta x} \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

ただし、 $\Delta x = x_i - x_{i-1}$ となる。また $u < 0$ の場合は式(3.2.6)で $i-1$ を $i+1$ に置き換えて計算するが、結局は式(3.2.7)で $i-1$ が $i+1$ に Δx が $-\Delta x$ に置き換わるだけである。すなわち、

$$\begin{aligned} a_i &= \frac{(f'_i + f'_{iup})}{\Delta x^2} - \frac{2(f_i - f_{iup})}{\Delta x^3} \cdot \text{isgn} \\ b_i &= \frac{3(f_{iup} - f_i)}{\Delta x^2} + \frac{(2f'_i + f'_{iup})}{\Delta x} \cdot \text{isgn} \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

ただし、 $\text{isgn} = -\text{sgn}(u)$ 、 $iup = i - \text{isgn}$ 、 $\Delta x = |x_{iup} - x_i|$ となる。ここで、 $\text{sgn}(u)$ は $u > 0$ ならば +1 を $u < 0$ ならば -1 を返す関数である。

こうして補間式が求まったので、 f_i 、 f'_i の時間発展は、

$$\begin{aligned} f_i^{n+1} &= F_i(x_i - u\Delta t) \\ &= a_i \xi^3 + b_i \xi^2 + f'_i \xi + f_i^n \end{aligned} \quad (3.2.9)$$

$$\begin{aligned} f_i'^{n+1} &= \frac{dF_i(x_i - u\Delta t)}{dx} \\ &= 3a_i \xi^2 + 2b_i \xi + f_i'^n \end{aligned} \quad (3.2.10)$$

ただし、 $\xi = -u\Delta t$

と求まる。こうして得られた f^{n+1} を f^n に、 $f_i'^{n+1}$ を $f_i'^n$ に置き換えて計算を繰り返すことで、 f の時間発展を求める。

3.2.2 非移流相の解法

式(3.2.1)のような一般的な双曲型方程式を解くためには、移流相だけでなく非移流相を解く必要がある。本節ではこの非移流相の解き方について述べる。

式(3.2.2)の空間微分は、

$$\frac{\partial f'}{\partial t} + u \frac{\partial f'}{\partial x} = G' - f' \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.2.11)$$

である。式(3.2.1)、(3.2.11)を二つの相に分離する。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = G \quad (3.2.12)$$

$$\frac{\partial f'}{\partial t} = G' - f' \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.2.13)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (3.2.14)$$

$$\frac{\partial f'}{\partial t} + u \frac{\partial f'}{\partial x} = 0 \quad (3.2.15)$$

式(3.2.12)、(3.2.13)は非移流相、式(3.2.14)、(3.2.15)は移流相である。なお、式(3.2.13)が必要なのは移流相の計算で CIP 法を用いるために f' の値も必要になるからである。

式(3.2.12)を

$$f_i^* = f_i^n + G_i \Delta t \quad (3.2.16)$$

として計算する。ここで、 f_i^* の * は非移流相計算後の値であることを意味する。 f については G' の取り扱いについて一般化するため、次のように考える。まず、式(3.2.16)より、

$$G'_i = \frac{G_{i+1} - G_{i-1}}{2\Delta x} = \frac{f_{i+1}^* - f_{i-1}^* + f_{i+1}^n + f_{i-1}^n}{2\Delta x \Delta t} \quad (3.2.17)$$

が得られる。この式(3.2.17)と式(3.2.13)から、

$$f_i^* = f_i'^n + \frac{f_{i+1}^* + f_{i-1}^* - f_{i+1}^n + f_{i-1}^n}{2\Delta x} - f_i'^n \frac{u_{i+1}^n - u_{i-1}^n}{2\Delta x} \Delta t \quad (3.2.18)$$

となる．この式(3.2.18)を用いることにより， f を G 'の微分を直接求めることなく計算することが出来る．

このようにして非移流相の計算を行い，この後に移流相の計算をCIP法を用いて行う．

3.3 2次元CIP法

3.2節では1次元の双曲型方程式の解法について説明したが，本節では2次元の双曲型方程式の解法について説明する⁽⁹⁾．

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} = G \quad (3.3.1)$$

またCIP法で必要になる空間微分の式は次のようになる．

$$\frac{\partial f_x}{\partial t} + u \frac{\partial f_x}{\partial x} + v \frac{\partial f_x}{\partial y} = G_x - f_x \frac{\partial u}{\partial x} - f_y \frac{\partial v}{\partial x} \quad (3.3.2)$$

$$\frac{\partial f_y}{\partial t} + u \frac{\partial f_y}{\partial x} + v \frac{\partial f_y}{\partial y} = G_y - f_x \frac{\partial u}{\partial y} - f_y \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3.3.3)$$

ただし， $f_x = \partial f / \partial x$ ， $f_y = \partial f / \partial y$ ， $G_x = \partial G / \partial x$ ，

$G_y = \partial G / \partial y$ である．1次元と同様，式(3.3.1)～(3.3.3)を非移流相と移流相に分けて計算する．

3.3.1 非移流相

非移流相の計算は差分法で行う．具体的には，

$$\begin{aligned} f_{i,j}^* &= f_{i,j}^n + G_{i,j} \Delta t \\ \partial_x f_{i,j}^* &= \partial_x f_{i,j}^n + \frac{f_{i+1,j}^* + f_{i-1,j}^* - f_{i+1,j}^n + f_{i-1,j}^n}{2\Delta x} - \partial_x f_{i,j}^n \frac{u_{i+1,j}^n - u_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \Delta t \\ &\quad - \partial_y f_{i,j}^n \frac{v_{i+1,j}^n - v_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \Delta t \end{aligned} \quad (3.3.4)$$

$$\begin{aligned} \partial_y f_{i,j}^* &= \partial_y f_{i,j}^n + \frac{f_{i,j+1}^* + f_{i,j-1}^* - f_{i,j+1}^n + f_{i,j-1}^n}{2\Delta y} - \partial_x f_{i,j}^n \frac{u_{i,j+1}^n - u_{i,j-1}^n}{2\Delta y} \Delta t \\ &\quad - \partial_y f_{i,j}^n \frac{v_{i,j+1}^n - v_{i,j-1}^n}{2\Delta y} \Delta t \end{aligned} \quad (3.3.5)$$

となる．ここで $\partial_x = \partial / \partial x$ ， $\partial_y = \partial / \partial y$ である．

3.3.2 移流相

移流相についてはCIP法で解く．CIP法を多次元化するための手法はいくつかあるが，ここではTYPE-Aと呼ばれる方

法について説明する．この方法では $u < 0$ ， $v < 0$ の場合， $f(x,y)$ を $(i,j)-(i,j+1)-(i+1,j+1)-(i+1,j)$ で次のように補間する．

$$\begin{aligned} F_{i,j}(x,y) &= [(A1_{i,j} X + A2_{i,j} Y + A3_{i,j}) X \\ &\quad + A4_{i,j} Y + \partial_x f_{i,j}] X \\ &\quad + [(A5_{i,j} Y + A6_{i,j} X + A7_{i,j}) Y \\ &\quad + \partial_y f_{i,j} Y] + f_{i,j} \end{aligned} \quad (3.3.7)$$

ここで， $X=x-x_{i,j}$ ， $Y=y-y_{i,j}$ ， $f_x = \partial f / \partial x$ ， $f_y = \partial f / \partial y$ である．式(3.3.7)の未知数は $A1, \dots, A7$ の7つである．ここでは， f ， $\partial_x f$ ， $\partial_y f$ が格子点 $(i+1,j)$ ， $(i,j+1)$ で連続，さらに f は $(i+1,j+1)$ でも連続という条件を用いる．

また， $u > 0$ の時は $i+1$ を $i-1$ ， Δx を $-\Delta x$ に， $v > 0$ の時は， $j+1$ を $j-1$ ， Δy を $-\Delta y$ にそれぞれ置き換えるのみである．

CIP法を2次元化する場合の補間方法にはここで述べたType-A以外にもType-B⁽¹⁰⁾，Type-C⁽¹⁰⁾と呼ばれる方法もある．Type-Bは風上側の格子点 (iup,jup) において $\partial_x f$ ， $\partial_y f$ の連続性も取り入れたもの，Type-Cは2階微分 $\partial_{xy} f$ を導入してそれが4点 (i,j) ， (iup,j) ， (i,jup) ， (iup,jup) で連続という条件を加えて補間式を構築する方法である．

3.4 C-CUP法

流体は大きく2種類に分けることができる．すなわち，圧縮性流体と非圧縮性流体である．この圧縮性と非圧縮性の区別を決めるのが音速である．

数値計算の面から見ると，たとえば非圧縮性流体では音速が非常に速いことが問題となる．つまり，音速で決まる時間ステップを用いると，実際に計算したい流速の時間スケールでの現象を捉えるためには非常に多くの計算時間を必要とし，事実上不可能となってしまうのである．また，ほとんどの場合，圧縮性流体では基礎方程式を保存形に書き直して計算するが，非圧縮性流体では非保存形であることも大きな違いである．以上のような理由から，圧縮性流体と非圧縮性流体を同時に解くことは難しい．しかし，これを可能にしたのがC-CUP(CIP-Combined, Unified Procedure)法⁽¹¹⁾である．C-CUP法では固体，液体，気体を同時に解くことが可能である．本研究においては，固体，液体，気体が混在しているためにC-CUP法が非常に有効である．そこでこのC-CUP法について説明する．

C-CUP法では，式(3.1.1)を非移流相 $\partial f / \partial t = G$ と移流相 $\partial f / \partial t + (\mathbf{u} \cdot \nabla) f = 0$ の2つの相に分けて計算する．

3.4.1 非移流相

非移流相は差分法で解く．この部分を次のように書く．

$$\frac{\rho^* - \rho^n}{\Delta t} = -\rho^n \nabla \cdot \mathbf{u}^* \quad (3.4.1)$$

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = -\frac{\nabla p^*}{\rho^n} \quad (3.4.2)$$

$$\frac{p^* - p^n}{\Delta t} = -\rho^n C_s^2 \nabla \cdot \mathbf{u}^* \quad (3.4.3)$$

ここで，式(3.4.2)の発散をとる．

$$\nabla \left(\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} \right) = \nabla \left(\frac{\nabla p^*}{\rho} \right) \quad (3.4.4)$$

式(3.4.4)より，

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^* = \nabla \cdot \mathbf{u}^n - \nabla \left(\frac{\nabla p^*}{\rho} \right) \Delta t \quad (3.4.5)$$

式(3.4.5)と式(3.4.3)より,

$$\nabla \left(\frac{\nabla p^*}{\rho^n} \right) = \frac{p^* - p^n}{\rho^n C_s^2 \Delta t^2} + \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^n}{\Delta t} \quad (3.4.6)$$

を得る. 式(3.4.6)では圧力はさまざまな音速 C_s を持った流れに対して決定される.

式(3.4.6)で重要なのが左辺の微分の中に ρ が含まれているということである. 大きな密度差を持つ物質同士の界面においては加速度 p/ρ の連続性が非常に重要である. しかしながら, 密度差の大きな物質同士の界面では分母の ρ が 1 格子で数値の変化をするため, その影響で p/ρ も大きく変化してしまい, 結果的に不連続になってしまうといったことが起こり得る. しかし, 式(3.4.6)では不連続面における p/ρ の連続性が保証されている. この手法により, すべての物質を同時に, 単にその状態方程式を変えるだけで取り扱うことが可能になるのである. 本研究では極端な密度差を持つ物質同士の現象を取り扱うが, C-CUP 法のこのような特性が多いに有効である.

式(3.4.6)から, p^* が求まったら, 式(3.4.2)から $\mathbf{u}^*$ を求め, さらに式(3.4.1)から ρ^* を計算する. 以上で非移流相の計算は終了する.

3.4.2 移流相

移流相の計算は差分法では難しく, CIP 法を用いて解くことになる. 非移流相の計算で求めた $p^*, \mathbf{u}^*, \rho^*$ から CIP 法によって $p^{n+1}, \mathbf{u}^{n+1}, \rho^{n+1}$ を求める. ここまでで 1 ステップが終了する.

後はこうして得られた $p^{n+1}, \mathbf{u}^{n+1}, \rho^{n+1}$ を $p^*, \mathbf{u}^*, \rho$ に置き換えて計算を繰り返していけばよい. 但し, 移流相の計算で CIP 法を用いるため, それぞれの物理量の 1 階微分の計算も合わせて行わなければならない.

以上のような計算方法により, 圧縮性流体, 非圧縮性流体が混在するような問題でも比較的容易に解くことができる.

以上で CIP 法関連の説明を終えるが, CIP 法は現在でも研究が盛んに行われており, 今後の発展が期待されている.

4. 計算条件

アルミニウム表面におけるレーザーの吸収を熱の吸収として, 2 次元軸対称によるシミュレーションを行った. 計算方法は CIP 法, C-CUP 法を用い, 不均一固定直行格子を用いた.

本研究では, 単純なターゲット形状, 変化させたターゲット形状, 反復パルスにおいてそれぞれ効率を調べた.

4.1 レーザーの特性

Fig.1 にレーザー強度の半径方向の分布を示す. レーザー強度は以下の式で表されるガウス分布とし, 照射半径 r_0 の位置で $1/e$ の強度となる.

$$I = I_0 \times \exp \left\{ - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right\} \quad (\text{W/cm}^2) \quad (4.1.1)$$

ここで, I_0 はレーザー強度の最大値を表す.

Fig.2 にレーザー強度の時間分布を示す. レーザー強度は以下の式で表されるガウス分布とし, I_0 の $1/e$ 以下の部分がパルス幅の τ となるように与えた.

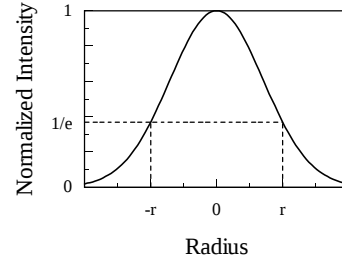


Fig.1 Laser Intensity Profile (space)

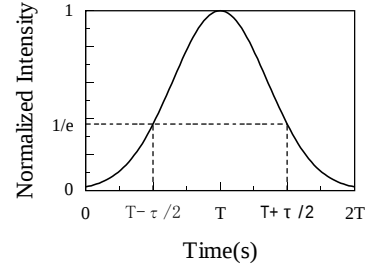


Fig.2 Laser Intensity Profile (time)

$$I = I_0 \times \exp \left\{ - \left(\frac{t - T}{\tau/2} \right)^2 \right\} \quad (\text{W/cm}^2) \quad (4.1.2)$$

4.2 アルミニウム

レーザーをアルミニウムに照射すると, レーザーエネルギーはジュール熱としてアルミニウムに吸収される. このときのアルミニウム表面における吸収係数 η は次のように表せる.

$$\eta = 4\pi \sqrt{\frac{\sigma}{c\lambda}} \quad (4.1.3)$$

ここで σ は電気伝導度であり, c は光速を表している.

吸収長 l_{Al} は, 吸収係数の逆数として与えられるため, 以下のように求まる.

$$l_{Al} = \frac{1}{\eta} = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{c\lambda}{\sigma}} \quad (4.1.4)$$

4.3 プラズマ

アブレーションの過程において, 空気が電離した高温のプラズマが発生する. このメカニズムは以下のように発展する.

レーザー光の照射を受けた気体の分子または原子は, 同時に数個の光子を吸収することによって多光子電離を行い, 初期電子を供給する. 多光子電離によって生じた初期電子は, 周囲の中性粒子またはイオンと衝突し, 逆制動輻射過程による輻射エネルギーの吸収を行う.

高出力レーザー光を固体ターゲットに照射すると, 固体表面で急速に昇華, 電離が起こり, 固体密度 10^{22}cm^{-3} にほぼ相当する, 低温ではあるが超高密度のプラズマが生ずる.

この後はレーザーとプラズマの相互作用でレーザーエネルギーは主にプラズマに逆制動輻射などによって吸収され, プラズマの温度が上昇する. これに伴って吸収エネルギーの一部はプラズマから溶融状態の表面に伝えられて, いっそう気化が促進されプラズマの密度が高くなる.

局所的に高温高密度化して入射レーザー光の遮断密度を越えると、十分に吸収されないままレーザー光は反射される。

プラズマ中の荷電粒子は絶えず熱的運動を行っているが、運動の結果、正負の電荷電離が生ずると、クーロン力が働き、元の状態に戻ろうとする。戻る粒子は衝突をしない限り行き過ぎるので、再び復元力が働き、結局は振り子のよう単振動を行う。このような荷電粒子群の周期的な振動をプラズマ振動と呼び、その振動数をプラズマ周波数と呼ぶ。

電磁波をプラズマにあてると電磁波の周波数 ω が $\omega > \omega_p$ の場合、電磁波はプラズマ中を伝播するが、 $\omega < \omega_p$ の場合、電磁波は遮断または反射される。これは電磁波の電界変化に対して、より早い電子群が追隨して、結果的には電界を遮断してしまうからである。電磁波がプラズマを通過できない状態をカットオフ (Cut off) と称し、その時の周波数を遮断周波数と呼ぶ。カットオフは $\omega = \omega_p$ の状態で起こるので、遮断周波数はプラズマの周波数に等しい。逆にある一定の波長 λ の電磁波を反射するプラズマの密度の最小値を遮断密度 (Cut off density) と呼ぶ。

このプラズマの角周波数は、

$$\omega_p = \frac{4\pi N_e e^2}{m_e} \quad (4.2.1)$$

となり、波長 λ に対する遮断密度 N_{ec} は

$$N_{ec} = \frac{1.11 \times 10^{13}}{\lambda^2} \quad (4.2.2)$$

となる。実験、計算で用いている $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ の YAG レーザーでは $N_{ec} = 1021 \text{cm}^{-3}$ となる。

プラズマに対しては逆制動輻射により熱が吸収されるとして、吸収長 l_{pla} を次のように与えた。

$$l_{pla} \approx 2 \times 10^{41} \left\{ (T \times 10^3)^{3/2} / \lambda^2 N^2 \right\} \text{ (cm)} \quad (4.2.3)$$

4.4 評価方法

効率の評価は、以下のように定義された運動量結合係数と呼ばれる値を用いて行った。

$$C_m = \frac{m \Delta v}{W} \quad (\text{dyne} \cdot \text{s/J}) \quad (4.2.1)$$

ここで、 $m \Delta v (\text{dyne} \cdot \text{s})$ はターゲットの得た運動量を表している。この値は以下のように求めた。

$$m \cdot \Delta v = \int_t \int_S \{ \rho_r v_r^2 + (p_r - p_0) \} dS dt \quad (4.2.2)$$

5. 計算結果と考察

本研究では、単純なターゲット形状にシングルパルス照射した場合、ターゲット形状を変化させシングルパルス照射した場合、さらに反復パルス照射した場合で数値計算を行った。

5.1 単純なターゲット

単純なターゲットにシングルパルスレーザーを照射することにより、アルミニウム表面での現象の解明と、発生するプラズマの挙動の解明を目的とした。

この計算において、レーザーの波長は $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ 、レーザーエネルギーは $W = 86 \text{mJ}$ の場合と $W = 650 \text{mJ}$ の場合、パルス幅は $\tau = 5 \text{ns}$ 、アルミニウムの吸収率は $\alpha = 0.3$ とし、照射半径 r_0 を変化させることによりレーザー強度を変化させて計算した。またアルミニウム表面における吸収率を 0.3 の場合と 0.6 の場合で計算した。

Fig.3 はレーザーエネルギーが $W = 86 \text{mJ}$ 、照射半径が $r_0 = 200$

μm の時の、密度分布と温度分布の変化を表したものである。(a),(b),(c)はそれぞれレーザー照射時から 5ns 後、10ns 後、15ns 後の分布を表している。密度は 1×10^{-6} から 2.7、温度は 0eV から 30eV を示している。

アルミニウム表面とは異なる部分において温度が高くなっていることが確認できる。これは吹き出したプラズマ部分でレーザーが吸収され温度が高くなっていることによると考えられる。また、発生したプラズマは広範囲に広がることも確認できる。発生したプラズマによりレーザーは遮断され、アルミニウム表面でのレーザーの吸収はほとんど起こらなくなり、主にプラズマで吸収されるようになる。その後、プラズマはさらに膨張し、プラズマからの熱伝導でアルミニウムが溶けることも確認できる。

レーザー強度により異なるが、温度は数百 eV、圧力は数百 Gdyne/cm² まで達することが確認できた。

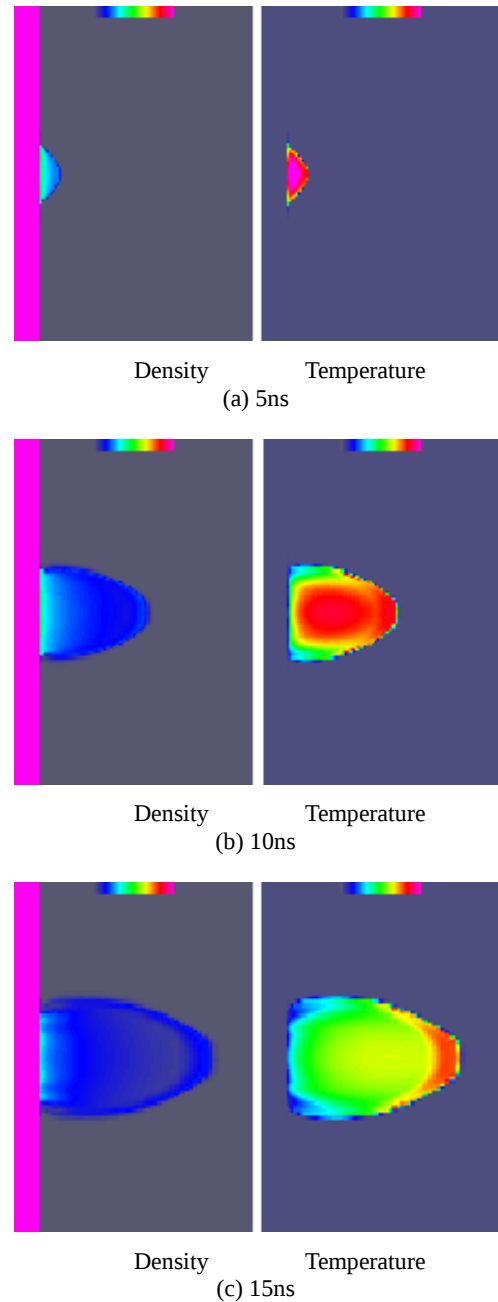
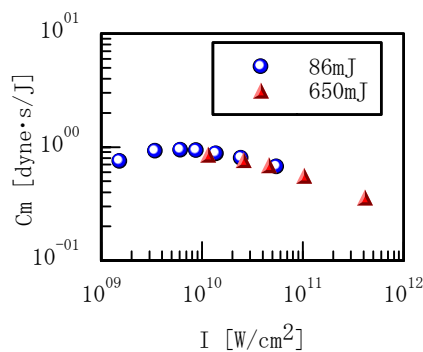
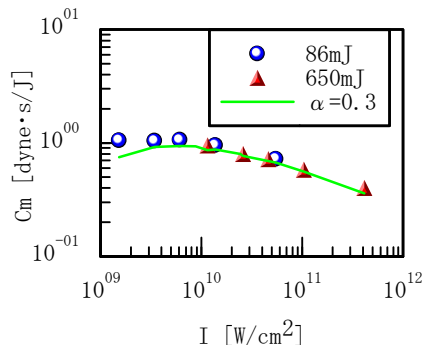


Fig.3 Density and Temperature distribution



(a) $\alpha=0.3$



(b) $\alpha=0.6$

Fig.4 Relation between I and C_m (Normal)

Fig.4 にレーザー強度に対する C_m の変化を示す。(a),(b) はそれぞれ吸収率が $\alpha=0.3$ と $\alpha=0.6$ の時のものである。図中の青い丸はレーザーエネルギーが $W=86\text{mJ}$ 、赤い三角はレーザーエネルギーが $W=650\text{mJ}$ の時の値をそれぞれ示している。(b)の黄緑の実線は吸収率が $\alpha=0.3$ のものである。

(b)より、吸収率による C_m の値を比較すると、アルミニウム表面の吸収率が大きい方が C_m の値が大きくなっていることが確認できる。これは吸収率が大きいため、より多くのアルミニウムの溶けることで、吹き出すアブレーションが多いためと考えられる。

(a),(b)ともに、 C_m の値はレーザーエネルギーの値や、照射面積の大きさに関わらず、レーザーエネルギーを照射面積で割った値であるレーザー強度によって変化することが確認できる。これはレーザー強度が単位面積当たりに作用するエネルギーであることによる。

また、 C_m の値が最大となるレーザー強度が存在することも確認できる。これはレーザー強度が大きくても、プラズマによりレーザーが遮断されるため、溶けるアルミニウムニウムが限られるためと考えられる。

5.2 ターゲット形状の影響

レーザーアブレーション法の効率の向上の一つの方法として、ターゲット形状を変化させることが考えられる。そこで、ターゲット形状を変化させたときの C_m の値の変化を調べ、効率的な形状の開発を目的とした。

5.2.1 ノズル

まず形状変化の一つの方法としてターゲットにノズルを設置した。ノズル形状は円柱型とした。

この計算において、レーザーの波長は $\lambda=1.064\mu\text{m}$ 、パルス幅は $\tau=5\text{ns}$ 、吸収率は $\alpha=0.3$ とし、レーザー強度とノズル半径を変化させて計算をした。評価方法としては単純なターゲットの時の C_m との比で評価した。

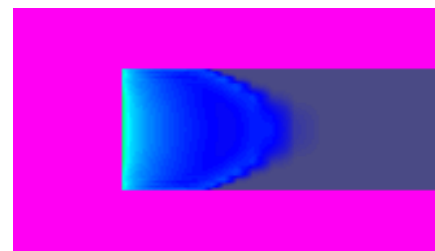


Fig.5 Density distribution (10ns)

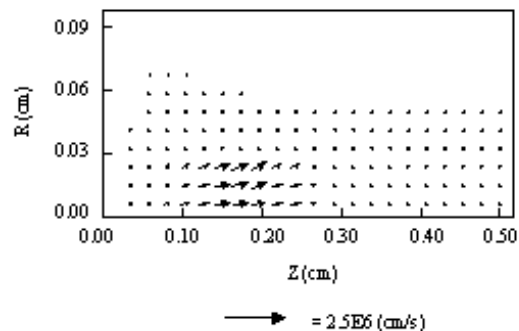


Fig.6 Velocity distribution (50ns)

Table.1 C_m ratio by Laser Intensity

Laser Intensity (W/cm^2)	C_m ratio
1×10^9	1.00
1×10^{10}	0.921
1×10^{11}	0.988
1×10^{12}	1.03

Table.2 C_m ratio by Nozzle radius

Nozzle Radius (μm)	C_m ratio
200	0.636
300	0.921
400	0.993
600	0.993

Fig.5, 10ns の時の密度分布, Fig.6 に 50ns の時の速度分布を示す。半径方向に広がろうとするアブレーションが、ノズルの存在により広がることが出来ず、軸方向の速度を大きく持つようになっていることが確認できる。

Table.1 にレーザー強度を変化させた時の、単純なターゲットの C_m に対するノズル付きターゲットの C_m の比を示す。この値は、レーザー照射半径を $r_0=200\mu\text{m}$ 、ノズル半径を $300\mu\text{m}$ とした時のものである。

Table.2 にノズル半径を変化させた時の、単純なターゲットの C_m に対するノズル付きターゲットの C_m の比を示す。この値は、レーザー強度を $I=1 \times 10^{10}\text{W}/\text{cm}^2$ 、レーザー照射半径を $r_0=200\mu\text{m}$ とした時のものである。

Table.1,2 よりノズルを設置したものの方が小さな値となった事が確認できる。これは、ノズルを設置することで、レーザーが照射される面積が小さくなり、結果として吹き出すアブレーションが少なくなってしまったことによると考えられる。この事はノズル半径を大きくすると単純なターゲットの C_m の値に近づくことから推測できる。また、ノズル半径を大きくとった場合は、効果的な流れの制御をすることが出来なかったといえる。

しかし、ノズルを設置することでアブレーションの流れを制御できることから、ノズル形状を効果的な形とすれば C_m の値を大きくすることが可能と考えられる。

5.2.2 エキゾチック

形状変化のもう一つの方法として、ターゲットの構造を変化させた。

Fig.7 にターゲット形状の図を示す。ターゲットはアルミニウムとガラスの2層構造であり、間に隙間を持たせた。アルミニウム、ガラス、隙間の厚さはそれぞれ $100\ \mu\text{m}$ 、 $50\ \mu\text{m}$ 、 $15\ \mu\text{m}$ とした。

この計算においては、レーザーの波長は $\lambda=1.064\ \mu\text{m}$ 、レーザーエネルギーは $W=86\text{mJ}$ 、パルス幅は $\tau=5\text{ns}$ と $\tau=50\text{ns}$ 、吸収率は $\alpha=0.3$ とし、照射半径 r_0 を変化させることによりレーザー強度を変化させて計算した。

Fig.8 にレーザー照射時より 5ns 後の温度分布と圧力分布を示す。アルミニウムとガラスの間の空間にアブレーションがとどまり、高温、高压になっているのが確認できる。

Fig.9 にレーザー強度に対する C_m の変化を示す。図中の青い丸、赤い丸はそれぞれ $\tau=5\text{ns}$ でレーザーエネルギーが $W=86\text{mJ}$ 、 $W=650\text{mJ}$ のものを表し、紫色の丸は $\tau=50\text{ns}$ でレーザーエネルギーが $W=86\text{mJ}$ の時のものを表している。黄緑の四角は Phipps⁽¹²⁾ 氏らの実験により得られている値を示した。赤い実線は比較として、単純なターゲットの時の値を示した。

グラフより単純なターゲット形状のものに比べ、大きな C_m をとることが確認できる。これは、吹き出したアブレーションがガラスを押すことにより、大きな質量が動き、結果として大きな運動量を得るためと考えられる。

また、レーザー強度が小さくなるほど C_m の値が大きくなることも確認できる。実験値と同じような傾向が得られたといえる。これは、吹き出すアブレーションの速度よりも、アブレーションにより高められる圧力によりガラスが押されるためと考えられる。

$\tau=50\text{ns}$ の時の値は同じレーザー強度のものに比べると小さな値ということができる。しかし、これはレーザー強度に加え、パルス幅 τ も C_m の値に影響を与える要素の一つであるといえる。実験値のパルス幅は $\tau=20\sim 100\text{ns}$ 程度であり、グラフの横軸を(レーザー強度) $\times$ (パルス幅) $^{1/2}$ とすると、ほぼ同じ値となることが確認できる(Fig.10)。

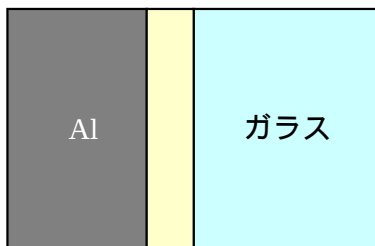


Fig.7 The exotic target design

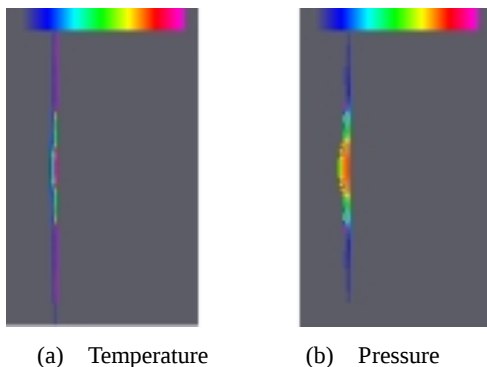


Fig.8 Temperature and Pressure distribution (Exotic)

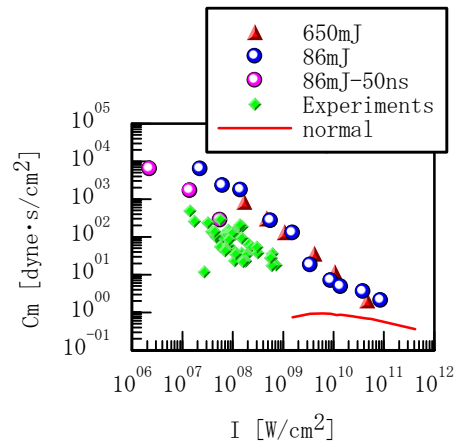


Fig.9 Relation between I and C_m (Exotic)

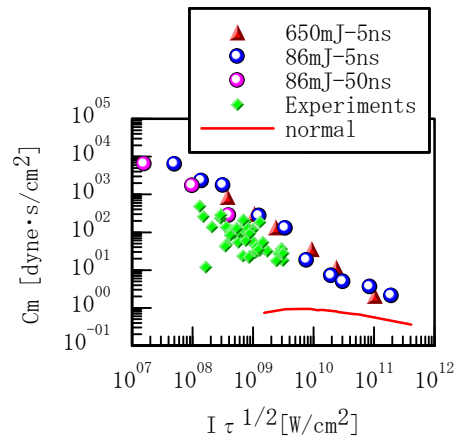


Fig.10 Relation between $I \tau^{1/2}$ and C_m (Exotic)

5.3 高繰り返しパルス

レーザーアブレーション法の効率の向上のもう一つの方法として、繰り返しレーザーを考える。

この計算においては、レーザーの波長は $\lambda=1.064\ \mu\text{m}$ 、レーザーエネルギーは $W=1\sim 10\text{mJ}$ で変化させ、繰り返し周波数は 89MHz 、パルス幅は $\tau=20\text{ps}$ 、 $\tau=100\text{ps}$ とし、照射半径を変化させることによりレーザー強度を変化させて計算した。

Fig.11 はパルス幅 $\tau=20\text{ps}$ のときのレーザー強度に対する C_m の変化を示す。単純なターゲットと同様に C_m を最大にするレーザー強度が存在した。 C_m の最大値を比較すると、高繰り返しパルスの値はシングルパルスの3倍程度まで大きくなっている。

レーザーが照射されてからプラズマの膨張まで 10ns 程度かかり、パルス幅 20ps の間にはプラズマ影響は受けない。1回目のレーザーが照射され終わった時刻からレーザー繰り返し間隔 (11ns) 経過後には、プラズマは十分に膨張しておりほとんど熱の吸収を受けない程度の密度、温度になっている。そのため2回目のレーザー照射はアルミ表面に到達するか、表面付近の高密度プラズマに吸収され、そこから熱伝導によりアルミ表面を溶かしている(Fig.12)。このように高繰り返しレーザーではアルミ表面を効率よく溶かすことによって、推進剤の役割を果たすアルミを多く供給するため、得られる運動量が大きくなると考えられる。

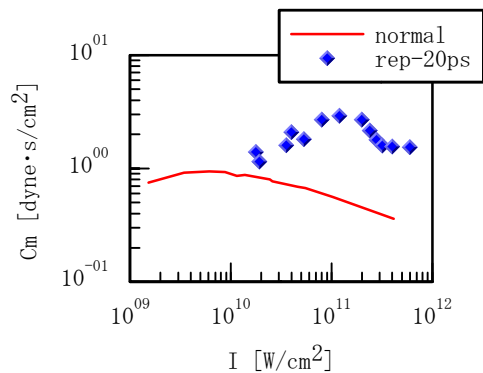
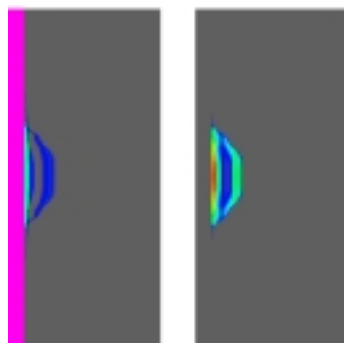


Fig.11 Relation between I and C_m
(high repetitive pulse)



(a) Density (b) Temperature

Fig.12 Density and Temperature distribution
(high repetitive pulse)

6. 結言

アルミニウム表面にレーザーを照射したときのアブレーションの挙動の解明と、レーザープロパルジョンの効率の向上を目的とし、CIP法を用いた数値計算を行った結果、次のような結論をえた。

- ・アルミニウム表面にレーザーを照射すると、アブレーションが発生し高温のプラズマとなり、プラズマの密度がある値を越えると、レーザーエネルギーはアルミニウム表面ではなくプラズマ部分で吸収される。
- ・単純なターゲット形状では、レーザーエネルギーや照射半径ではなく、レーザー強度により C_m の値が変化する。また、パルス幅も影響を与える。
- ・ターゲットにノズルを設置することにより、アブレーションの流れを制御することができ、結果として C_m の値を大きくする。
- ・ターゲットの構造をガラスを用いた2層構造にすることで C_m の値を大きくすることができる。またこの構造ではアルミニウムとガラスとの間の空間が重要といえる。
- ・繰り返しパルスを利用することで、 C_m の値を大きくすることができる。また小さなエネルギーでも同じ C_m の値を得ることができる。

参考文献

- (1) Kantrowitz, A. "Propulsion to Orbit by Ground-Based Laser" *Astronaut. Aeronaut.* 10, 74. 1972
- (2) Franklin B. Mead, Jr and Leik N. Myrabo, FLIGHT EXPERIMENTS AND EVOLUTIONARY DEVELOPMENT OF A LASER PROPELLED, TRANS-ATMOSPHERIC VEHICLE, STAIF-98 Congress, Albuquerque(NM), USA, Jan.25-29,1998

- (3) L. N. Myrabo and F. B. Mead, Jr., Ground and Flight Tests of a Laser Propelled Vehicle, AIAA98-1001, *Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, 36th, Jan12-15, 1998
- (4) Franklin B. Mead, Jr and Leik N. Myrabo, Flight and Ground Tests of a Laser-Boosted Vehicle, AIAA 98-3735, *AIAA/ASME/SAE/ASSEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 36th July13-15, 1998
- (5) 都木恭一郎; レーザ推進による直接打ち上げ構想; 宇宙輸送シンポジウム平成8年度講演集, pp153-156, 1997
- (6) M.Niino et al., Impulse Generated from Laser Target, *Proceedings of International Conference of High Power Laser Ablation*, Osaka, 245-250, 1996
- (7) H.Takewaki, A.Nishiguchi and T.Yabe, *J. Comp. Phys.* **61** (1985) 261.
- (8) T.Yabe and T.Aoki, *Comput. Phys. Commun.* **66** (1991) 219.
- (9) T.Yabe, T.Ishikawa, P.Y.Wang, T.Aoki, Y.Kadota and F.Ikeda, *Comput. Phys. Commun.* **66** (1991) 233.
- (10) T.Aoki, *CFD Journal* **4** (1995) 279.
- (11) T.Yabe and P.Y.Wang, *J. Phys. Soc. Jpn.* **60** (1991) 2105.
- (12) Claude R. Phipps, Daniel B. Seibert, Robert Royse, Gregory King and Jonathan W. Campbell "Very High Coupling Coefficients at Low Laser Fluence with a Structured Target" *Proc. SPIE*, vol.4065