

# 磁気スラストチャンバーにおけるエネルギー依存性の検証に向けた スラストスタンドの開発

## Development of a thrust stand for the verification of energy dependence in magnetic thrust chamber

○蔵本 英祐・町田 貴大(九大・院)山本 直嗣・森田 太智・中島 秀紀(九大)  
伊勢 俊之・矢木 一博(IA)藤岡 慎介(阪大)染川 智弘(レーザー総研)森 芳孝(光産業創成大学院大  
学)難波 慎一(広大)枝本 雅史・児島 富彦・山戸 葵維・池邊 将暉(九大・院)

○Eisuke Kuramoto・Naoji Yamamoto・Taichi Morita・Hideki Nakashima・Masafumi Edamoto・Tomihiko  
Kojima・Aoi Yamato・Takahiro Machida・Masaki Ikebe (Kyushu University) Toshiyuki Ise・Kazuhiro Yagi (IHI  
AEROSPACE CO., LTD.) Shinsuke Fujioka (Osaka University)・Toshihiro Somekawa (Institute for Laser  
Technology)・Yoshitaka Mori (The Graduate School for the Creation of New Photonics Industries)・Shinichi Namba  
(Hiroshima University)

### Abstract

The world trend of Mars exploration is getting active, and manned Mars exploration is targeted as the next phase. For long-distance missions such as Mars exploration, it is essential to shorten the mission time by using high-speed propulsion systems such as laser fusion rockets. In this study, as a performance investigation of a magnetic thrust chamber, which is a propulsion system of a laser fusion rocket, the impulse product acting on the coil by laser-produced plasma simulating fusion plasma was measured using a thrust stand, using a 2.3 J laser device of Hiroshima University. We used an electromagnetic coil instead of a permanent magnet to generate a variable magnetic field strength. The energy of the magnetic field were changed to verify the energy dependence. In addition, simulations were conducted under the same experimental conditions to further establish the scaling law. The results of the experiment were compared with those of the simulation to validate the experimental values and the simulation code.

### 1. はじめに

火星探査を巡る世界の動向は活発化しており、次なるフェーズとして有人火星探査が目標とされている。火星探査に代表される長距離ミッションにおいてレーザー核融合ロケット<sup>1)</sup>等の高速推進機によるミッションの短期化が必要不可欠である。

本研究では、レーザー核融合ロケットの推進システムである磁気スラストチャンバーの性能調査として、核融合プラズマを模したレーザー生成プラズマがコイルに作用する力積を板ばね式スラストスタンドを用いて計測した。以前の実験<sup>2)</sup>との違いは、磁場の生成を永久磁石からコイルに変更し、磁場強度が可変な磁場を生成することで、磁場のエネルギーを変更して、エネルギー依存性を検証した。さらに、同じ実験条件でシミュレーションを行ない、実験とシミュレーションの力積を比較することで、実験値とシミュレーションコードの妥当性を検証した。その結果、これまで無視していた低速プラズマが力積に大きく影響することがわかった。また、磁場の増加にともない、力積も増加する傾向になり、実験と

同じ傾向が見られた。

### 2. レーザー核融合ロケット原理

レーザー核融合ロケットの推進システムである磁気スラストチャンバーは、磁場をノズルに見立てプラズマの排出方向を制御し推力を得る。磁気スラストチャンバーの推力発生原理を図1に示す。コイルにて生成した外部磁場中の固体ターゲットにレーザーを照射し慣性核融合プラズマを生成する[図1(a)]。プラズマは膨張し外部磁場を圧縮する[図1(b)]。その磁場は磁気圧が高められ、プラズマ膨張は減速する。プラズマは磁場の復元力により押し返され、磁気ノズル後方に排出される。その押し出す反作用により推力を得る。

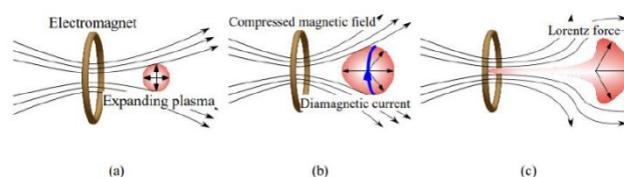


図1 磁気スラストチャンバー

## 2.1. 推力計測実験

磁気スラストチャンバーはパルス運転であるため、力積を計測することで推進性能を評価する。磁場発生源にはソレノイドコイルを利用し、磁場で制御されたレーザーアブレーションプラズマをスラストスタンドのスラストターゲットに衝突させることにより力積を計測した。

## 2.2. 製作したスラストスタンド

スラストスタンドには、振り子式<sup>3)</sup>、倒立振り子式<sup>4)</sup>、ねじり振り子式<sup>5)</sup>、板ばね式<sup>6)</sup>とある。今回は小型で感度の調整が容易な板ばね式を採用した。計測方式として、ターゲット式と直接計測式とあるが、今回の場合は、コイルに電流印加時ローレンツ力による揺れが計測されてしまうため、ターゲット式を採用した。

スラストスタンドの概要図を図2に示す。スラストスタンドの可動する板は、板ばね(SUS304、幅5mm、厚さ0.1mm)を介して吊り下げられており、その板の水平方向の変位をLED変位センサーにて計測することで力積を算出する。可動する板には、排出プラズマを捕集するスラストターゲット(アクリル)と、変位計測定用の反射板と、磁気ダンパー用のアルミ板が取り付けられている。計測時には、可動部が静止状態であるのが好ましいため、磁気ダンパー用アルミ板から1mm離し上部に取り付け、磁気ダンパーとし、振動を早く減衰させることで環境の振動によるノイズを低減している。また、板ばねの長さ・厚み・幅・材質を変更することで、スラストスタンドの感度の調整が可能である。

## 2.3. 校正実験

校正実験の概要図を図2に示す。ロードセルを用いて既知のインパルスをスラストターゲットに与えた時の変位から校正直線を作成することで、スラストスタンドの校正値を取得した。ロードセルは力の時間変化を出力するため、時間積分することで力積を求めることができる。図3に校正直線を示す。図3の校正直線の傾きから校正の比例定数は $2.46 \pm 0.10 \text{ mNs/V}$ となる。

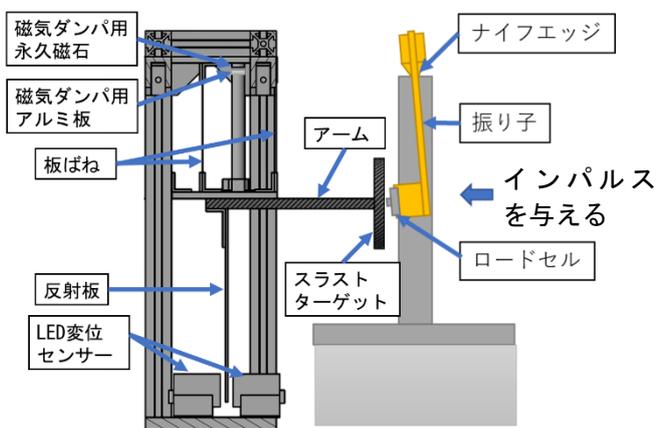


図2 スラストスタンドと校正実験

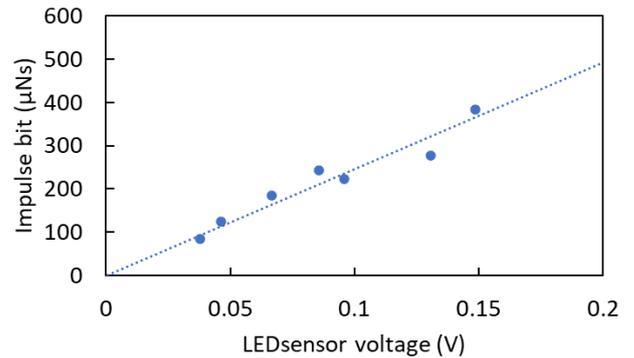


図3 校正結果

## 2.4. 力積測定実験

レーザーアブレーションプラズマを用いた実験の構成を図4に示す。レーザーエネルギーは2.3J、レーザースポット径は $500 \mu\text{m}$ 、レーザー波長は $1,064 \text{ nm}$ 、レーザーパルス幅は3 ns、レーザーを照射したターゲットは直径0.5 mmのカーボンロッド、コイル形状は内径20 mm、外径32 mm、幅10 mm、10巻、コイル印加電圧は350 V、500 V、700 Vで行なった。放電回路図を図5に示す。キャパシタに3 mFのフィルムコンデンサを4つ並列に接続している。コイルの駆動にはサイリスタ(SCR)を用いている。SW1とSW2は充電時にONにすることで、キャパシタに充電されるようになっている。SW3をONにすることで、キャパシタに溜まった電荷を抵抗に流し放電するようになっている。コイル端面からターゲット中心までの距離を10 mm、ターゲット中心からスラストターゲットの端面までの距離を10 mmに配置した。図6にロゴスキーコイルを用いて計測したコイルの電流波形と図7にピーク電流から計算した初期磁場のピーク磁場の空間分布を示す。図6の波形より、波形の時間間隔が0.4ms(半値全幅)であり、プラズマの典型的な膨張時間は数 $\mu\text{s}$ なので十分に長い時間磁場がかかっていることがわかる。そのため、プラズマ膨張時間では、磁場は一定とみなせる。

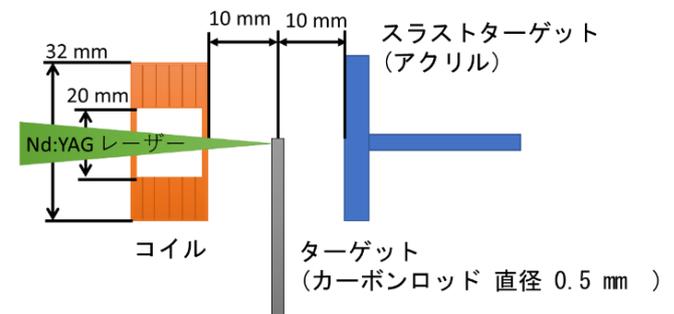


図4 実験配置

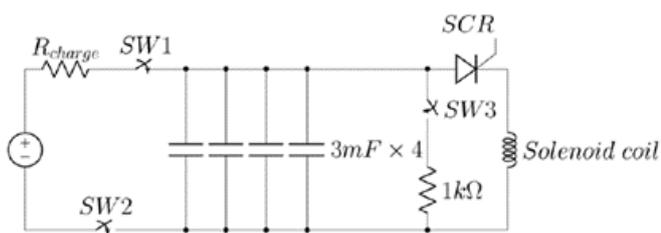


図5 放電回路図<sup>7)</sup>

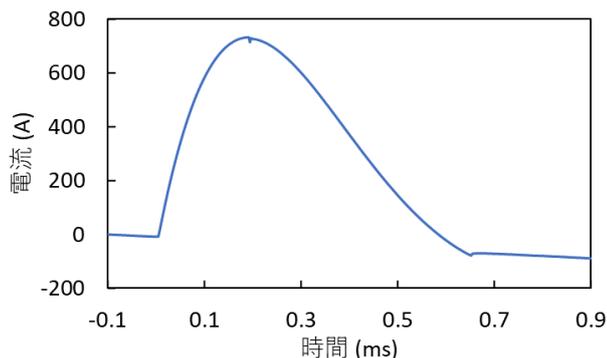


図6 コイルの電流波形

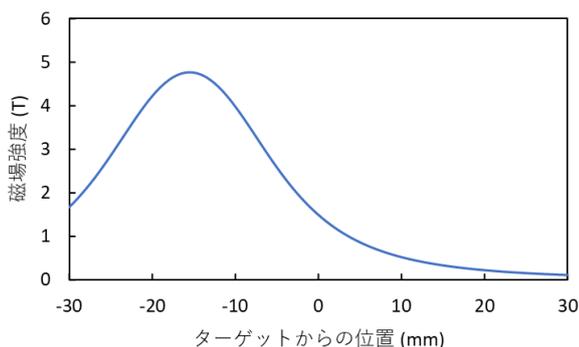


図7 磁場強度分布

## 2.5. 力積計測結果

LED 変位センサーの出力の例 (レーザーエネルギー: 2.3 J, コイル印加電圧: 350 V) を図 8 に示す。Voltage (黒実線) は、実験で得られた変位センサーの出力波形, Fitting (赤破線) は出力波形を関数フィッティングした波形, Max displacement は関数フィッティングした波形の最大振幅 A を示す。最大変位にスラストスタンドの揺れではないレーザーなどによる電磁ノイズが大きく影響していたため、波形を以下の式(1)を用いて関数フィッティングし初期変位 A を算出した。

$$x = A \exp(-B(t - t_0)) \sin(2\pi\omega(t - t_0)) \quad (1)$$

ここで  $x$  はある時間での変位,  $A$  は最大振幅,  $B$  は減衰係数,  $t_0$  は時間オフセット,  $\omega$  は固有振動数とする。

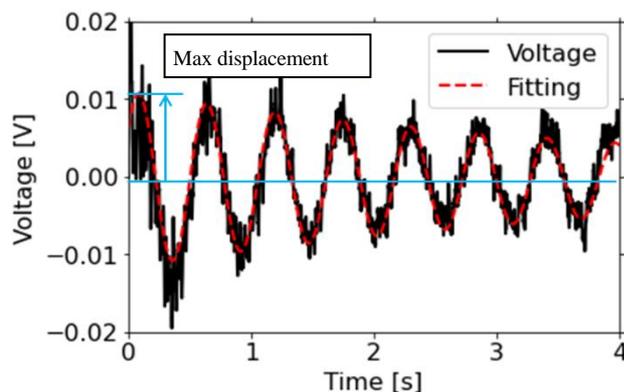


図8 変位センサー出力

取得した LED 変位センサーの出力の初期変位からスラストスタンドの校正値を用いて力積を算出した。磁場強度と力積の関係を図 9 に示す。ここで磁場強度はコイル中心での磁場強度を示す。同じ磁場強度の条件における 3 回の計測から標準誤差を見積もった。

図 9 より磁場強度を増やすと力積が増えることがわかる。磁場強度の変化によって力積が増えていることから磁気スラストチャンバーが動作していることが確認できた。これは、磁場強度を増やしたときに増加した力積が、生成したプラズマと磁場の相互作用によるものだと考えられるからである。標準誤差は 13-25% となっている。スラストスタンドの誤差は校正値より 4% となるのでスラストスタンドの測定誤差以外にも大きな誤差の要因があると考えられる。その要因としては、図 10 に変位センサー出力のノイズの例(レーザーエネルギー: 2.3 J, コイル印加電圧: 350 V)を示す。図を見てわかるように、プラズマを生成する以前に建物の揺れなどの環境による振動によってスラストスタンドが振動し誤差が生じたことが考えられる。

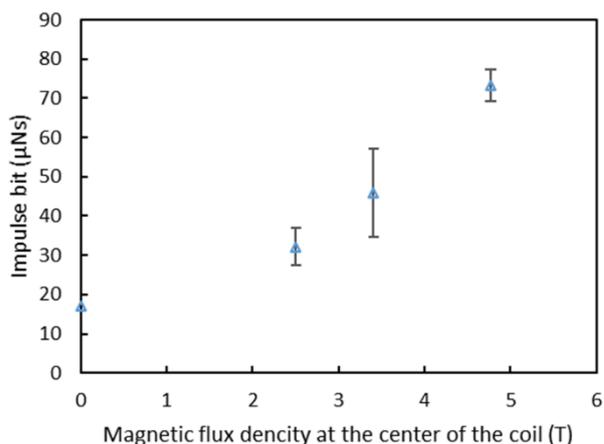


図9 磁場強度と力積の関係

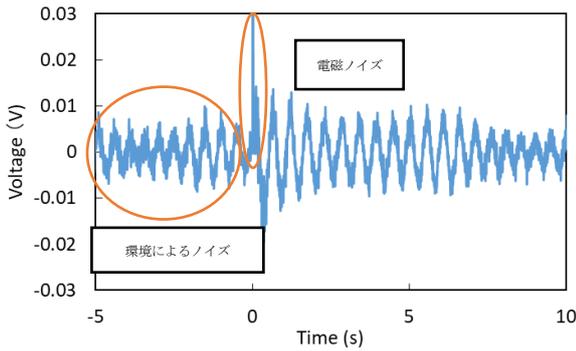


図 10 変位センサー出力のノイズによる影響

### 3. シミュレーションによる力積の算出

#### 3.1. シミュレーション手法

力積測定実験と比較するために、力積計測実験を模擬したシミュレーションを行った。シミュレーションは4つのコードを使用して行う。図 11 にシミュレーションの流れを示す。

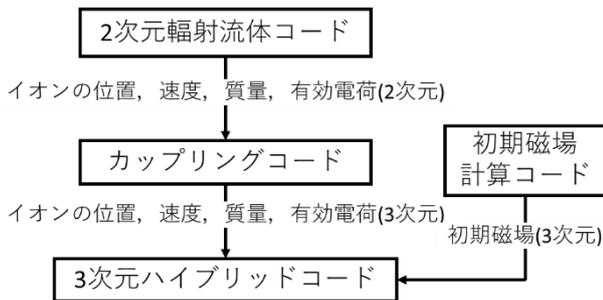


図 11 シミュレーションの流れ

初めに、2次元輻射流体コード(STAR2D<sup>9)</sup>)を使用しレーザー照射による固体のアブレーションを計算する。STAR2Dはレーザー核融合のシミュレーションを行う爆縮コードとして、Purdue大学の砂原敦氏が開発・提供しているものである。アブレーション、衝撃波、レーザー光線追跡、レーザー吸収、電子加熱、熱伝導、状態方程式、原子過程などの物理モデルを取り扱っているコードであり、本研究では、ターゲット表面へのレーザー照射によるアブレーションプラズマ発生の過程を計算するために使用した。図 12 に今回の2次元輻射流体コードでの計算体系を示す。

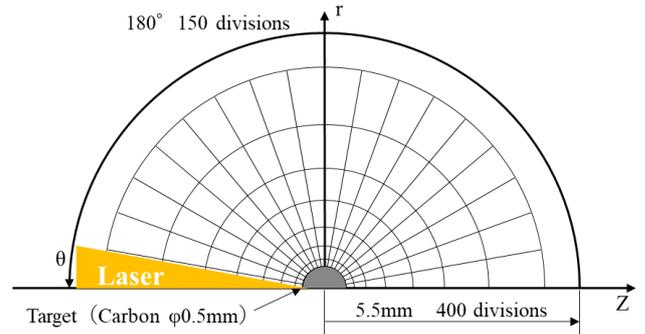


図 12 2次元輻射流体コードの計算体系

2次元輻射流体コードを用いて、アブレーションプラズマの密度、速度、平均電離度の空間分布を求めた。計算領域は $r$ 方向に5.5 mm、 $\theta$ 方向に180°の領域であり、メッシュ数は $r$ 方向に400メッシュ、 $\theta$ 方向に150メッシュとした。また、 $r$ 方向のメッシュ幅は原点に最も近いメッシュ幅を10  $\mu\text{m}$ 、最も外側のメッシュ幅が1 mmとなるような不均一メッシュとした。実験ではターゲットにカーボンロッドを使用したのに対し、2次元輻射流体コードでは $Z$ 軸周りの対称性を仮定しているため、直径500  $\mu\text{m}$ 、密度2.1  $\text{g/cm}^3$ のカーボン球を仮定した。また、本来真空である背景領域には、背景ガスとしてターゲット密度の $1.2 \times 10^{-6}$ 倍と低密度、かつ低温のカーボンプラズマを置いている。照射するレーザーは、実験と同様に時間的、空間的にガウス分布を仮定し、半値全幅でパルス幅が0.4 ns、最大強度が0.42  $\text{TW/cm}^2$ 、集光径0.4 mm(半値全幅)のものを0.4 ns毎に8本入射させ、実験と同様のレーザー波形を仮定した。

次に、カップリングコードを用いて、2次元輻射流体コードによる計算で得られたイオンの密度、平均電離度、流速の空間分布を $Z$ 軸周りの対称性を仮定し、2次元から3次元へと拡張し、3次元ハイブリッドコード<sup>10)</sup>で使用するプラズマの初期状態を作成した。図 13 に2次元輻射流体コードにおけるレーザーエネルギーの時間積分値と、各エネルギーの時間推移を示す。

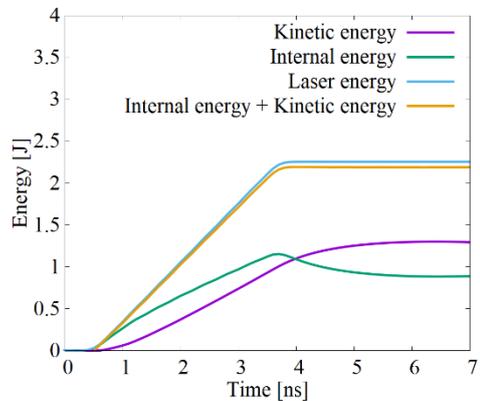


図 13 2次元輻射流体計算におけるエネルギーの時間推移

3次元ハイブリッドコードでは内部エネルギーを考慮せず、電子温度、イオン温度をゼロと仮定し計算を行う。そのため、2次元輻射流体計算の結果において、内部エネルギーに対して、運動エネルギーが最も高くなった6 ns時点でのデータを使用しカップリングを行った。6 nsでの運動エネルギーは全プラズマが持つエネルギーの59.4%である。そのため、今回の計算ではプラズマのエネルギーで過小評価してしまっている。

図14に2次元輻射流体で計算した6 nsでのイオン密度と速度分布を示す。

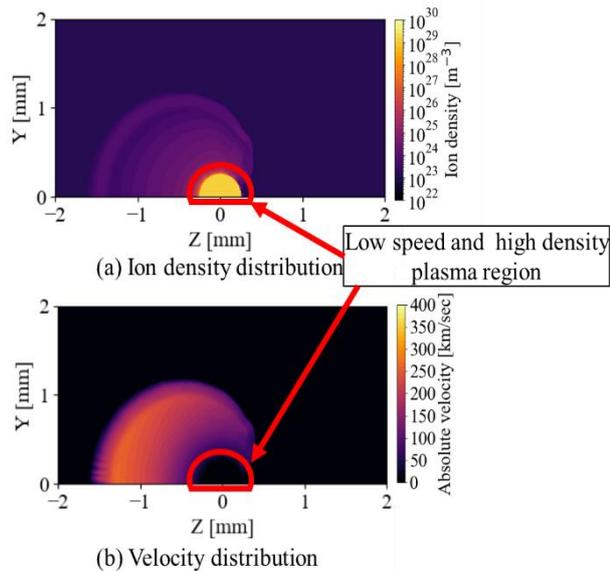


図14 2次元輻射流体コードの計算結果(6 ns)

図を見てわかるように、レーザーが照射されるターゲットの中心部分では低速高密度のプラズマが存在する。カップリングコードでは、2次元輻射流体計算より得られた密度分布を基にイオンを流体から超粒子に変換するため、データをそのまま使用すると、力積に大きく寄与すると考えられる高速プラズマに十分な超粒子が割り振られず、割り振られる超粒子の多くが中心部の高密度低速プラズマになってしまう。これを回避するために、速度のしきい値 $v_{cut}$ を設定し、初速度が $v_{cut}$ 以下のプラズマを除去することで、高密度プラズマ領域を除去しカップリングを行った。今回のシミュレーションでは $v_{cut}=5$  km/s, 1 km/sの2条件でのシミュレーションを行った。

カップリングコードにより得られたプラズマの初期状態を使用し、3次元ハイブリッドコードにより外部磁場とプラズマの相互作用を計算した。3次元ハイブリッドコードは磁場中のプラズマの挙動を計算するシミュレーションコードである。このコードではプラズマ中のイオンを粒子とし、電子は慣性を無視された流体として取り扱うハイブリッドと呼ばれる計算手法が用いられている。このコードではイオンと電子の数密度があらゆる場所で等しい(荷電準中性条件)を仮定し、プラズマ振動を除去する。さらに電磁放射等の高周波現象を無視するためにダーウィン近似を用いる。このコ

ードでは電磁場はプラズマの運動も含めて自己無撞着に解かれる。図15に3次元ハイブリッドコードの計算体系の概略図を示す。メッシュ幅は4 mm, X, Y, Z方向のメッシュ数は原点から+方向, -方向それぞれに30メッシュとした。コイル寸法, コイルとターゲットの相対位置は実験と同様とした。また、シミュレーションでも、実験と同様の磁場条件での計算を行い、力積の磁場依存性を確認した。

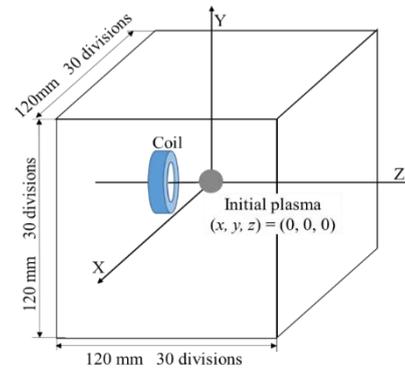


図15 3次元ハイブリッドコードの計算体系

先述したように、実験ではスラストターゲットに衝突したプラズマによる力積を測定した。そのため、シミュレーションでは実験の際に設置したスラストターゲットと同等の領域( $z > 10.5$  mm,  $\sqrt{x^2 + y^2} < 50$  mm)に侵入してきた超粒子による力積を式(2)より計算した。ここで、 $m_i$ は超粒子の質量、 $v_z$ はZ方向の速度である。

$$\text{Implus bit} = \sum m_i v_z \quad (2)$$

磁場のエネルギーとプラズマの運動エネルギーは以下の式(3)(4)で求めた。

$$E_B = \sum \frac{1}{2\mu_0} B^2 \Delta x^3 \quad (3)$$

$$E_P = \sum \frac{1}{2} m_i v^2 \quad (4)$$

3次元ハイブリッド計算の結果から、 $E_B$ は各格子点で磁場のエネルギーを計算し計算領域で空間積分し求めた。また、 $E_P$ は各超粒子の運動エネルギーの総和である。ここで、 $\mu_0$ は真空の透磁率、 $B$ は格子点で定義される磁束密度、 $\Delta x$ はメッシュ幅、 $\Delta x^3$ はメッシュの体積、 $v$ は超粒子の速度である。また、磁場のエネルギー $E_B$ をプラズマの運動エネルギー $E_P$ で割ったものをエネルギー比 $r_E = E_B/E_P$ とする。

### 3.2. シミュレーション結果

図16に実験とシミュレーションで得られた力積の比較を示す。実験とシミュレーションの力積を比較すると、磁場エネルギーが大きくなるほど力積の値が大きくなるという傾向は再現できていることが確認できた。しかし、力積の絶対値を比較すると、シミュレーションで得られた値に比べて実験で得られた力積が大きいことが分かる。力積が過大評価された要因としては、スラストターゲットに衝突し

た荷電粒子が弾性反射し過大評価されてしまうことやチャンパー内の構造物（コイルおよびコイル支持スタンドなど）がプラズマ化しシミュレーションで生成されていないプラズマが生成されてしまい、力積の過大評価されることが考えられる。

長峰ら<sup>8)</sup>のシミュレーションでは、磁場エネルギーを増やしていき、磁場のエネルギーがプラズマの運動エネルギーの5倍になるときに推力値が飽和する結果が得られている。図16では、エネルギー比が5倍以上であるが、推力が飽和する傾向は見られなかった。

シミュレーション上で実験との力積の絶対値が一致していない原因の1つに、高密度背景プラズマの影響があると考えられる。図12に示すエネルギーの時間推移に示すように、高密度背景プラズマにより、内部エネルギーが下がりきらず、全エネルギーの40%残っていると考えられる。もう1つの原因として、2次元輻射流体コードにおける衝撃波の影響でシミュレーションの力積が過小評価されている可能性が考えられる。先述のように2次元輻射流体コードでは、本来真空である領域に背景プラズマを置き計算を行う。レーザーアブレーションによるプラズマの噴出に伴い、プラズマ膨張方向へ伝搬する衝撃波により、アブレーションプラズマ外側の背景プラズマが圧縮され高密度となる領域が生じる。この高密度背景プラズマにより、アブレーションプラズマが減速され、プラズマの運動量が低下してしまい、これにより、シミュレーションで得られる力積の過小評価につながっている可能性が考えられる。

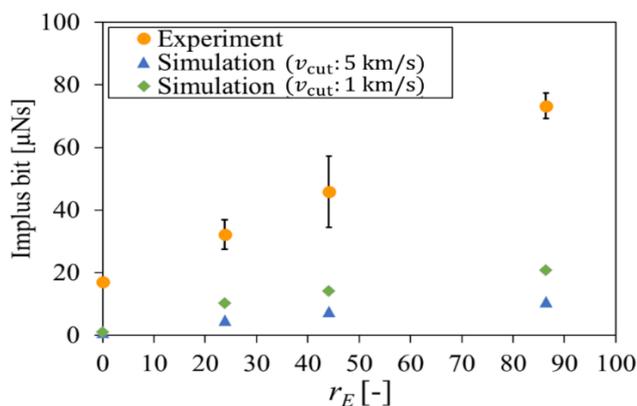


図16 実験とシミュレーションにより得られた力積

図17に2次元輻射流体コードで得られたイオン密度分布を示す。図17(a)は3次元ハイブリッドコードに受け渡される $v > 5$  km/sのイオン密度分布、図17(b)はアブレーションプラズマの噴出方向に位置する $v > 100$  km/sのイオン密度分布、図17(c)は背景プラズマが圧縮された領域のイオン密度分布を示している。図17(b)に示す噴出方向に位置するプラズマの平均イオン密度は $1.80 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ である。それに対し、図17(c)に示す衝撃波により圧縮され、密度が上がった背景プラズマの平均イオン密度は $1.48 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ と膨張プラズマと匹敵するほどイオン密度が高くなっていることが確認で

きる。衝撃波の影響を小さくするためには、2次元輻射流体コードにおいて背景密度を現在の設定値より低くし、計算を行う必要があることがわかる。

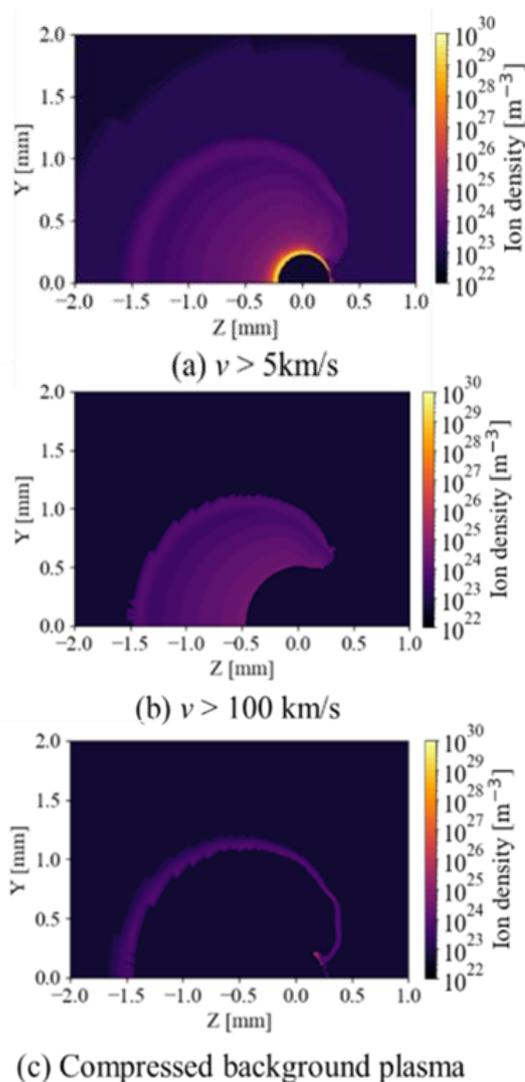


図17 2次元輻射流体コードで得られたイオン密度分布

また、図16からわかるように、 $v_{cut} = 5$  km/sでの力積に対して $v_{cut} = 1$  km/sでの力積が約2倍となっている。このことから、 $v_{cut} = 5$  km/sでのシミュレーションでは考慮されていない初速度が5 km/s以下のプラズマが力積に大きく寄与していることがわかる。

力積を確認すると、磁場を印加した条件において、初速度が5 km/s以下の超粒子による力積は全力積の約40-50%を占めており、初速度が5 km/s以下低速プラズマが力積に大きく寄与していることが確認できた。このことから、今回、2次元輻射流体計算から3次元ハイブリッド計算へのデータの受け渡しの段階で除去してしまった、初速度が1 km/s以下のプラズマについても力積に大きく寄与している可能性が考えられる。そのため、初速度が1 km/s以下のプラズマを考慮したシミュレーションの必要がある。しかし、

$v_{cut} = 1 \text{ km/s}$  のシミュレーションにおける超粒子数は  $10^7$  個であり、さらに  $v_{cut}$  の値を下げて計算するためには超粒子をさらに増やす必要があり、現在のハイブリッドコードでは計算コストの都合上、超粒子を増やした計算が難しいというのが現状である。そのため、更に  $v_{cut}$  を下げて計算を行うために、低速高密度プラズマ領域に割り振られる超粒子と、高速低密度プラズマ領域に割り振られる超粒子の重みを変え、少ない超粒子数でもプラズマ全体に十分な数の超粒子を割り振れるようするなど、コードを改良する必要がある。

#### 4. まとめ

2.3 J のレーザーを用いて核融合プラズマを模したレーザー生成プラズマがコイルに作用する力積を板ばね式スラストスタンドを用いて計測した。本実験では、磁場強度を 0, 2.5, 3.4, 4.8 T と増やすと、力積が 17, 32, 45, 73  $\mu\text{Ns}$  に増加した。よって磁気スラストチャンバーが動作したことを確認することが出来た。スラストターゲットで荷電粒子が反射することで力積の過大評価されていた可能性があることがわかった。また、長峰らのシミュレーションで見られた推力の飽和は見られなかった。

シミュレーションと比較すると、力積は実験値の方が大きくなっていった。高密度背景プラズマにより、内部エネルギーが下がりきらず、全エネルギーの 40% 残っている可能性があることや 2 次元輻射流体コードにおける衝撃波の影響でシミュレーションの力積が過小評価されている可能性があることがわかった。また、 $v_{cut} = 5 \text{ km/s}$ ,  $1 \text{ km/s}$  の 2 条件でのシミュレーションを行った。その結果、 $5 \text{ km/s}$  以下の超粒子による力積は全力積の約 40-50% を占めており、初速度が  $5 \text{ km/s}$  以下の低速プラズマが力積に大きく寄与していることが確認できた。

#### 5. 今後の展望

実験での力積の過大評価したことの対策として、荷電粒子の反射を防ぐためにスラストターゲットの改良を行なう。

シミュレーションに関しては、衝撃波の影響を小さくするためには、2 次元輻射流体コードにおいて背景密度を現在の設定値より低くし、計算を行う必要がある。また、低速高密度プラズマ領域に割り振られる超粒子と、高速低密度プラズマ領域に割り振られる超粒子の重みを変え、少ない超粒子数でもプラズマ全体に十分な数の超粒子を割り振れるようするなど、コードを改良する必要がある。

#### 6. 参考文献

- 1) 中島秀紀, 梶村好宏, : プラズマ・核融合学会誌 83, 264 (2007)
- 2) 前野旭弘, Study on Experimental Demonstration and Numerical Simulation of Magnetic Thrust Chamber System, 九州大学大学院博士論文 (2014)
- 3) 田尻啓祐, 森真也, 山下大治郎, 渡邊裕樹, 竹ヶ原春貴,  $100 \mu\text{Ns}$  級インパルス測定用高精度スラストターゲットの開発について

- 4) Brett R. Tartler, Construction and Performance of an Inverted Pendulum Thrust Balance, MASSACHUSETTS INSTITUTE OF TECHNOLOGY, 2010
- 5) 小泉宏之, 各務聡, 小柴公也, 荒川義博, 低電力電気推進機の微小推力測定スタンド, 日本航空宇宙学会論文集 Vol.51, No.593, pp.270-275, 2003
- 6) Kazunori Takahashi, Takeharu Sugawara, and Akira Ando, Modification of momentum flux lost to a radial wall of a helicon source by neutral injection, Phys. Plasmas 27, 064504 (2020)
- 7) Masafumi Edamoto, Taichi Morita, Naoya Saito, Yutaro Itadani, Satoshi Miura, Shinsuke Fujioka, Hideki Nakashima, and Naoji Yamamoto, Portable and noise-tolerant magnetic field generation system, REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS 89, 094706 (2018)
- 8) Y. Nagamine and H. Nakashima Analysis of Plasma Behavior in a Magnetic Thrust Chamber of a Laser Fusion Rocket, Fusion Technology, 35, 62-70 (1999)
- 9) Sunahara, A., Johzaki, T., Nagatomo, H., Mima, K., "Generation of pre-formed plasma and its reduction for fast-ignition," *Laser and particle beams*, 30(01):95-102, 2012.
- 10) Harned, D. S., "Quasineutral Hybrid Simulation of Macroscopic Plasma Phenomena," *J. Comput. Phys.*, Vol. 47, 1982, pp. 452-462. doi: 10.1016/0021-9991(82)90094-8