

小特集

レーザー核融合ロケットの原理実証研究

Demonstration of the Principle of Laser-Fusion Rocket

1. はじめに

1. Introduction

森田 太智

MORITA Taichi

九州大学大学院総合理工学研究院

(原稿受付: 2021年10月6日)

ロケットや衛星の推進には、低燃費な電気推進と高出力な化学推進があり、長期ミッションには低燃費でペイロード比（ロケット質量に対する荷物質量の比）を大きく設計できる電気推進が、打ち上げや有人探査には大推力の化学推進が主に用いられる。一方、火星より遠方の有人航行を考えた場合、大推力かつ低燃費を達成する必要がある、その可能性を持つ推進方法として考案されたのが核融合推進である。

核融合ロケットは、核融合反応の結果として得られる高エネルギープラズマによって推進剤を加熱・プラズマ化し、磁場（磁気ノズル）によって機体から排出する方法が考えられている。核融合反応は他の化学反応や核分裂反応に比較して単位質量あたりに発生するエネルギーが非常に大きいので、高温高速プラズマが容易に得られる。そして、核融合エネルギー（燃焼プラズマや中性子）によって固体推進剤をプラズマ化し、プラズマを磁場で制御して一方方向に排出することで推力を発生させるシステムが有力視されている。他の推進システムと比較して、高い排出速度（低燃費・高い推進剤利用効率）と、大推力が期待され、核融合技術の応用の一つとして期待できる技術である。

核融合には磁場によるプラズマ閉じ込めと、レーザーによる爆縮を用いた慣性核融合と異なる方式が研究されているが、ロケットへの利用を考えた場合、形状を工夫することで高エネルギー中性子の遮蔽や軽量化しやすいことから慣性核融合方式が適していると考えられる。レーザー核融合ロケットは米国ローレンスリバモア国立研究所（LLNL）の R. Hyde によってレーザードライバや核融合燃料、推進システムについて議論され[1]、その後、中島らによって

ロケットの詳細設計が行われた[2]。また、LLNL による一連の研究結果は、2003年、C.D. Orth によってまとめられ[3]、当時の慣性核融合の見通しから、ターゲット、ドライバ、推進システム、電源システム、排熱・冷却システムや構造等のロケット設計、火星等へのミッション設計が提案された。しかし、磁気ノズルによる推進効率は検証しておらず、核融合ゲインも現在の研究からみると楽観的な評価であった。そこで我々は、数値シミュレーションを用いて推進性能の評価[4-8]やレーザーアブレーションプラズマを用いた模擬実験による推力発生[9-10]や磁気ノズルによるプラズマ制御[11-17]を実証し、シミュレーション結果を実験によって検証してきた。また、最新の慣性核融合、特に高速点火方式を用いた核融合研究の現状を踏まえた上で、実行可能なミッションや機体設計についても再考した。

まず第2章で可能な惑星探査ミッションの設計について述べる。有人での火星探査・開発や定期的な地球・火星間航行を実現するには大推力と低燃費性能が必要である。ここでは、その性能評価方法について述べ、化学燃料ロケットと比較することで、将来の核融合ロケットの優位性について議論する。

第3章では、第2章で述べたミッションを実現するのに必要となるロケットの機体設計について述べる。2000年頃までに LLNL で進められた核融合ロケットの設計案では、およそ6000トンという大型の機体で D-T 核融合を用いたエネルギーゲインを1500と想定するなど、現在の核融合研究の現状とはかけ離れた見込みである。そこで、最新の研究に沿って機体設計を見直し、高速中性子のシールドや

核融合燃料と推進剤の設計指針，ドライバとなるレーザーシステム等について，詳細を述べる。

また，推進剤となる高エネルギープラズマの発生方法は，核融合ロケットの性能を決定する大きな要素の一つである。第4章では，レーザー核融合で用いる燃料の設計と，核融合出力エネルギーによってプラズマ化する推進剤の設計指針について述べる。

その後，レーザー核融合ロケットの推進システムである磁気ノズルの性能評価について，数値シミュレーションと実験研究の進捗状況を述べる。核融合エネルギーによってプラズマ化した高エネルギープラズマは磁場中を膨張し，最終的には磁場によってシステムから排出される。この磁気スラストシステムによる推力や推進効率を，数値シミュレーションによって議論するのが第5章である。三次元ハイブリッド（電子流体とイオン粒子）シミュレーションを用いた推進性能評価や，第6章で述べる実験結果を評価するため，二次元輻射流体シミュレーションを用いたレーザーアブレーションの評価とそこから得られる推進性能について議論する。そして，レーザーアブレーションプラズマを用いて磁気ノズルによるプラズマ排出と推力発生を検証した結果について，第6章で述べる。実験で計測したインパルスビットは，第5章で計算した値と大きくは違わないがまだシミュレーション・実験とも改善すべき点が多数あり，今後の課題についても議論する。

本小特集を通して，レーザー核融合ロケットの原理実証研究の最近の進捗を報告し，核融合技術の宇宙利用を議論する機会となれば幸いである。

参考文献

- [1] R.A. Hyde, Laser-fusion rocket for interplanetary propulsion. In International Astronautical Federation conference, Budapest, Hungary (1983).
- [2] 中島秀紀 他：核融合研究 **66**, 291 (1991).
- [3] C.D. Orth, VISTA - A Vehicle for Interplanetary Space Transport Application Powered by Inertial Confinement Fusion. UcrI-Tr-110500 (2003).
- [4] Y. Nagamine and H. Nakashima, Fusion Sci. Technol. **35**, 62 (1999).
- [5] N. Sakaguchi *et al.*, Trans. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci. **48**, 180 (2005).
- [6] Y. Kajimura *et al.*, Fusion Eng. Des. **81**, 2871 (2006).
- [7] Y. Kajimura *et al.*, Fusion Sci. Technol. **51**, 229 (2007).
- [8] A. Maeno *et al.*, J. Propuls. Power **30**, 54 (2014).
- [9] A. Maeno *et al.*, Appl. Phys. Lett. **99**, 071501 (2011).
- [10] A. Maeno *et al.*, Aerosp. Technol. Jpn. **10**, 71 (2012).
- [11] K.V. Vchivkov *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **42**, 6590 (2003).
- [12] K.V. Vchivkov, Study of Thrust Conversion Process of Explosive Plasma Source in Dipole Magnetic Field by Using Three- Dimensional Hybrid Code. PhD thesis, Kyushu University (2005).
- [13] R. Kawashima *et al.*, Plasma Fusion Res. **11**, 3406012 (2016).
- [14] T. Morita *et al.*, J. Phys.: Conf. Series **717**, 012071 (2016).
- [15] T. Morita *et al.*, Sci. Rep. **7**, 8910 (2017).
- [16] Y. Itadani *et al.*, Plasma Fusion Res. **13**, 1306016 (2018).
- [17] N. Saito *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **57**, 050303 (2018).



小特集 レーザー核融合ロケットの原理実証研究

2. レーザー核融合ロケットのミッション設計

2. Mission Design of Laser Fusion Rocket

伊勢 俊之

ISE Toshiyuki

(株)IHI エアロスペース

(原稿受付：2021年10月6日)

現在各国で有人火星探査，そしてその先の火星移住に向けた有人基地建設の機運が高まっている．火星有人基地の実現のためには，大量の人・物資輸送が必要であるが，長い航行時間が課題となっている．本章では，航行時間の短縮に必要な推進性能の定量化を行い，高比推力と高比出力を同時に達成することが可能な核融合ロケットの重要性について示す．

Keywords:

laser fusion, fusion rocket, specific impulse, specific power, mars exploration

2.1 はじめに

現在 NASA の Artemis 計画，Space-X や UAE の火星移住計画等，各国で有人火星探査そしてその先の火星移住に向けた有人基地建設の機運が高まっている．Space-X の計画では，2030年代から火星基地の建設を開始し，2050年までに火星に100万人規模コロニーを築くという壮大な構想が描かれている．

火星有人基地の実現のためには，大量の人員や物資を地球から火星へと輸送する必要があるが，有人火星輸送を考えた場合，大きな課題となるのが長い航行時間である．

既存の化学推進で火星へ行く場合，搭載できる推進剤量に制約を受けるため，最もエネルギーのロスが少ない航路をとる必要があり，往路約180日，火星滞在約1年半，復路約180日の合計約2年半もの歳月を要する．特別な人工重力発生装置を備えない限り，人間の無重力環境での滞在期間は3～4か月が限度であると言われている．また，この長期間の航行により，放射線による発がんリスクの増大，心理的なストレス等，人体への重大な影響が懸念されることから，航行時間の短縮が必要となる．

本章では，まず，火星移住に向けた火星有人基地建設を実現する上で重要となる，航行時間の短縮に必要な推進性能の定量化を行う．その後，有人火星輸送の候補となる推進システムの性能比較を行い，核融合ロケットの重要性について解説する．そして，次章の第3章では，本章で設定した推進性能を実現するレーザー核融合ロケットの機体設計について具体的に述べる．

2.2 火星への航行時間短縮に必要な性能

航行時間を短縮する上で，必要な要求が2つある．1つ目は，燃費を表す比推力 I_{sp} に対する要求である．比推力は

推力を推進剤の重量流量で割ることで求められ，単位重量流量で単位推力を発生し続けることのできる時間を示している．

表1に地球周回軌道から火星周回軌道への片道航行時間と，インパルス遷移による軌道投入を想定した場合の必要速度増分 ΔV を示す．航行時間が既存の化学推進を想定した180日の場合，必要な ΔV は約7 km/sとなる．ここで，航行時間を180日から短縮することを想定した場合，半分の90日で到達するために必要な ΔV は15 km/s，30日まで短縮する場合は40 km/s以上の ΔV が必要になる．

単段式の宇宙機の場合，必要な速度増分 ΔV ，比推力 I_{sp} ，そしてペイロード比 π （荷物量／推進剤を含む機体初期質量）の関係は，式(1)の様に表される[1]．

$$\pi = \frac{1}{1-\epsilon} \exp\left(\frac{-\Delta V}{g I_{sp}}\right) - \frac{\epsilon}{1-\epsilon} \quad (1)$$

ここで， ϵ は構造係数と呼ばれ，構造質量 M_c ，推進剤質量 M_p を用いて，式(2)で表される．

表1 火星への片道航行時間と必要な比推力および比出力の性能．

※1： ΔV は地球周回軌道から火星集荷軌道へインパルス遷移で航行する場合を想定

※2：単段でペイロード比0.3を達成するのに必要な比推力

※3：インパルス遷移でない連続噴射での航行を想定

Trip Time to Mars [Days]	Required ΔV [kn/s] ^{※1}	Required I_{sp} [s] ^{※2}	Trip Distance [AU] ^{※3}	Required α [kW/kg]
180	7	900	3	0.2
90	15	2000	1.5	0.4
30	40	5000	0.7	2.5

$$\varepsilon = \frac{M_c}{M_p + M_c} \quad (2)$$

構造係数を0.1と仮定し、宇宙機の初期質量を抑えるため、ペイロード比0.3以上を確保することを想定し、(1)式を用いて、増速量 ΔV から必要な比推力 I_{sp} を算出した結果を合わせて表1に示す。航行時間が90日の場合は、2000 s以上、航行時間が30日の場合は5000 s以上の比推力 I_{sp} が必要になる。これが航行時間を短縮するのに必要な性能の一つである。比推力 I_{sp} の値が、上記の値より低い場合、(1)式より、ペイロード比は指数関数的に低下し、一定の荷物量を輸送するのに必要な推進剤量、機体初期質量が指数関数的に増加することがわかる。

航行時間を短縮するのに必要なもう一つの要求が、必要な加速を短期間で実現するための加速度の要求である。加速度を表す指標の一つに比出力 α がある。比出力は単位質量あたりの機体が出せる推進出力を表している。ここで、火星への航行時間と必要な比出力との関係を簡易的に見積もってみる。

比出力は、ロケットの推進出力 P とロケットの推進システム質量 M_s との比

$$\alpha = P/M_s \quad (3)$$

で定義される。

ロケットの推進出力 P が、一定質量 M_s を時間 τ 内に速度 v_c まで加速するために使われたと仮定すると下式が成り立つ[2]。

$$P = \frac{M_s v_c^2}{2\tau} \quad (4)$$

ここで v_c は特性速度と呼ばれ、(3)、(4)式から次のように表される。

$$v_c = (2\alpha\tau)^{1/2} \quad (5)$$

航行距離 L と航行時間 τ は特性速度 v_c を用いて、次式のように近似的に表せる[2]。

$$\tau \cong KL/v_c \quad (6)$$

K はオーダー1程度の定数である。 K を2と仮定し[3]、適切な単位変換を行うと、航行時間 τ (日)と航行距離 L (AU)は、比出力 α をパラメータとして以下のように表せる。

$$\tau(\text{日}) \cong 51.6 \left[\frac{L^2(\text{AU})}{\alpha(\text{kW/kg})} \right]^{1/3} \quad (7)$$

地球-火星間の軌道計算結果により、火星まで180日、90日、30日で到達する場合の航行距離は、それぞれ約3 AU、約1.5 AU、約0.7 AU(インパルス遷移でない連続噴射での航行を想定)であり、(7)式に当てはめて計算すると、必

表2 各推進システムの性能比較。Chemical：化学推進，NTP：熱核推進，NEP：原子力電気推進，NFR：核融合推進。

	Chemical	NTP	NEP	NFR
Specific Impulse I_{sp} [s]	~500	~900	~10 ⁵	~10 ⁵
Specific Power α [kW/kg]	~10 ²	~10 ²	~0.2	~10

要な比出力はそれぞれ、0.2 kW/kg以上、0.4 kW/kg以上、2.5 kW/kg以上となる。これが航行時間を短縮するのに必要なもう一つの条件である。

以上より、適切なペイロード比を確保しつつ、火星への高速航行を実現するのに必要な性能は表1の様にまとめられる。火星への高速航行を可能にするには、この比推力 I_{sp} と比出力 α の両方を同時に実現する推進システムが必要となる。

将来の有人火星探査向けに研究が進められている推進システムの性能を表2に示す。Space-XのStarshipに代表される化学推進は、比出力は10–500 kW/kgと大きいですが、 I_{sp} は100–500 sと小さい。NASAで研究が進められている熱核推進は、化学推進同様比出力は大きいですが、原子炉容器の耐熱温度により性能が制限され、 I_{sp} は900 s程にとどまる。Ad Astra社で開発が進められているVasimirに代表される原子力電気推進は、 I_{sp} は~10⁵ sと大きいですが、比出力が電源の性能に制限を受け、~0.2 kW/kg程度にとどまる[4]。一方核融合推進は、核融合反応で生じた高温のプラズマを、磁場を利用して壁面に非接触で直接推力に変換するため、発生させるエネルギーや電力・推力変換効率により制約を受けることがなく、高比推力と高比出力を同時に実現できる。このことから核融合ロケットの実現が、火星への航行時間を劇的に短縮する上で、必須であることが理解できる。

2.3 まとめ

火星有人基地の実現のためには、火星への航行時間の劇的な短縮が必要である。航行時間を、既存の化学推進を想定した180日から短縮するには、比推力 I_{sp} ：2000 s以上、比出力 α ：0.4 kW/kg以上を同時に達成することが必要であり、高比推力と高比出力を同時に実現できる核融合ロケットが最も有力な候補と考えられる。

参考文献

- [1] 栗木恭一：電気推進ロケット入門（東京大学出版社、2003）。
- [2] 犬竹正明：プラズマ・核融合学会誌 73, 1307 (1997)。
- [3] J. Slough *et al.*, "Nuclear Propulsion through Direct Conversion of Fusion Energy", NASA NIAC Phase I Final Report (2012)。
- [4] W.E. Mockel, "COMPARISON OF ADVANCED PROPULSION CONCEPTS FOR DEEP SPACE EXPLORATION", NASA TN D-6968 (1972)。



小特集 レーザー核融合ロケットの原理実証研究

3. レーザー核融合ロケットの概念設計

3. Concept Design of Laser Fusion Rocket

伊勢 俊之

ISE Toshiyuki

(株)IHI エアロスペース

(原稿受付：2021年10月6日)

火星への片道航行時間を、既存の化学推進を想定した場合の約180日から、半分の90日に短縮するレーザー核融合ロケットの概念設計を行った。機体の小型化を実現するため、ターゲットに高速点火方式を、レーザーに半導体励起固体レーザーを、そして磁気ノズルのコイルシールドに超臨界メタン冷却 $^{10}\text{B}_4\text{C}$ 層を提案し、詳細な検討を行った。最後に各コンポーネント設計結果を踏まえた機体設計結果を過去の設計結果と比較し、小型化の効果および今後の課題について考察した。

Keywords:

plasma, fusion rocket, laser fusion, inertial fusion, space propulsion, magnetic nozzle

3.1 はじめに

第2章では、火星への航行時間を短縮するために必要な比推力 I_{sp} と比出力 α に対する要求について検討し、核融合ロケットがその両方の要求を満足できる最も有力な候補であることを述べた。過去に様々な核融合ロケットの設計例が示されてきたが、中でもレーザー核融合ロケットに関しては、VISTA[1]で詳細な設計結果が示されている。VISTAの性能は、地球と火星をわずか100日で往復するという革新的なコンセプトである一方で、機体総質量は約6000 tonと非常に巨大なものであり、また、核融合反応に求められるゲインは1500と極めて実現は困難なものであった。そこで本設計では、核融合ロケットの早期実現をめざし、2章で設定した性能要求のうち、まず、火星への片道航行時間を既存の化学推進を想定した場合の約180日から、半分の90日に短縮するのに必要な、比推力 $I_{sp}=2000\text{ s}$ 以上、比出力 $\alpha=0.4\text{ kW/kg}$ 以上を目標に設定した。そして機体の小型化・小出力化を志向し、ターゲットには高速点火方式を、レーザーには半導体励起固体レーザーを、磁気ノズルのコイルシールドには、超臨界メタン冷却 $^{10}\text{B}_4\text{C}$ 層を提案し、初めて具体的に検討を行った。

本章では、まず、レーザー核融合ロケットの機体概要と機体設計の流れについて簡単に紹介する。次に、各コンポーネント設計の内、核融合出力の根幹であるターゲット設計、機体質量に占める割合の大きい、レーザー設計およびコイルシールド設計について示す。最後に、各コンポーネント設計結果を踏まえた機体設計結果をVISTAの設計結果と比較し、小型化の効果および今後の課題について考察した結果を示す。なお、ターゲット設計の詳細については、第4章で、推力発生 の根幹である磁気ノズルの設計お

び実験については、第5章および第6章で紹介する。

3.2 レーザー核融合ロケットの概要

レーザー核融合ロケットの概要と推力発生の流れを図1に示す。まず、ターゲット射出機構から核融合燃料ターゲットを射出し(①)、円周上に36箇所並べられたレーザー照射口からレーザーを照射(②)することで、核融合反応を起こす(③)。核融合反応により発生したプラズマは、磁気ノズルコイル(④)により下方に排出され、上方にパルスの推力を発生する(⑤)。排出されたプラズマエネルギーの一部をピックアップコイル(⑥)により電気エネルギーとして回収し、次のレーザー駆動用に回生する。

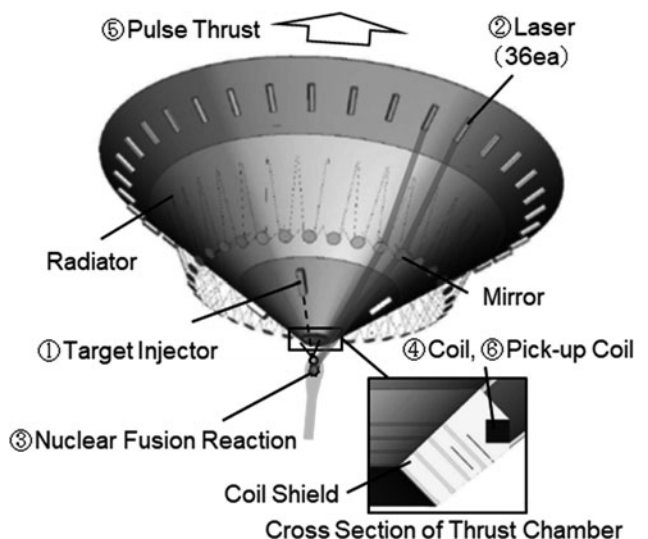


図1 レーザー核融合ロケットの概要と推力発生の流れ。

核融合反応により、プラズマとともに中性子および γ 線が発生するが、これらが磁気ノズルコイルおよび機体に衝突すると性能低下、劣化を引き起こす。その為、磁気ノズルや機体を保護するコイルシールドを機体下端部にコイルを覆う形で配置した。機体は、発生した中性子等の大部分が宇宙空間に逃げていく様、中空円錐形状とし、シールドの後方空間に各機器を配置した。

3.3 機体設計の流れ

レーザー核融合ロケットの設計は、以下の流れで実施した。

- ①エネルギーの自己回生が成立するのに必要なゲインを算出し、核融合燃料ターゲットのゲインモデルから必要なレーザーエネルギー、核融合燃料の密度を設定。
- ②軌道設計結果から、必要な比出力 α と比推力 I_{sp} を設定し、それをもとにレーザー周波数およびターゲットの推進剤量を設定。
- ③設定したレーザーエネルギーおよび周波数をもとにレーザーの設計を実施。
- ④発生するプラズマ核反応により発生する中性子数、ターゲットのパラメータをもとにコイルシールドの板厚を計算。
- ⑤レーザーやコイルシールド設計の結果、発生する熱に対する熱設計を実施。
- ⑥その他、構造系、電力系等の設計を実施し、各コンポーネントの質量設計結果を集約、②の軌道計算へのフィードバックを実施。

次項以降、各項目の詳細について紹介する。

3.4 ターゲット設計

核融合燃料ターゲットの選定をするにあたり、候補として、最も核融合反応を起こしやすいD-T燃料に加えて、D-T Ignitor+D-³He main fuel (以降、D-³He) および p-¹¹Bを含む先進燃料についても検討を行った。D-³He および p-¹¹Bの先進燃料は、核融合反応生成物のうち、推進剤のプラズマ化に寄与する荷電粒子の割合が多く推進効率が良いこと、中性子の発生割合が少ないため、コイルシールドの質量を小さくできること、高価で取り扱いの難しいトリチウムの量を少なくできること等のメリットがある。第4章にトレードオフの詳細を示すが、ここでは、機体質量の観点で、D-T燃料およびD-³He燃料の比較を行った結果を示す。

エネルギーの自己回生を可能にするためには、ゲイン G 、レーザー効率 η_d 、エネルギー回収効率 η_r 、核融合発生エネルギーの内、推進剤が受け取るエネルギーの割合 α_p の間に、下式が成立する必要がある[2]。

$$G > \frac{1}{\eta_d \eta_r \alpha_p} \quad (1)$$

推進剤が受け取るエネルギーの割合 α_p をD-T燃料の場合0.31 (本研究での計算結果)、D-³He燃料の場合0.75[3]とし、レーザー効率 η_d を将来の発展も見込み0.2、ピックアップコイルによるエネルギー回収効率 η_r を0.08[4]と仮定す

ると、自己回生に必要なゲインは(1)式から、D-T燃料の場合は約200、D-³He燃料の場合は約80と見積もられる。D-³Heの場合、ゲイン80を得るために必要なレーザーエネルギーは約7 MJ[3]となり、後述する様に、1 MJ レーザー質量が約400 tonであるため、レーザーの質量だけで約3000 tonもの質量が必要になり採用は困難である。そこで本設計では、最も機体をコンパクトにする思想の元、必要なレーザーエネルギーを小さくできる、D-T燃料を選定した。

D-T燃料で必要なゲイン200以上を、最小のレーザーエネルギーで実現するため、高速点火方式を初めて核融合ロケットの設計に採用した。モデル化の詳細は第4章で示すが、設計に使用したゲインカーブ (燃料密度 300 g/cm³, アイゼントロップパラメータ 1.5に設定) を図2に示す。燃料のゲインはレーザーエネルギーが0.2 MJ付近から急激に立ち上がり、1 MJ を過ぎると傾きが小さくなっていく。ゲイン200以上を実現できること、安定した出力が得られる領域であること、そして、ゲインカーブの傾きが小さくなる変曲点付近であることから、レーザーエネルギー1 MJが最適点であると評価し、設計点とした。レーザー1 MJでゲイン200を発生させるには、アイゼントロップパラメータ 1.5というチャレンジングな仮定が必要になるが、この実現がレーザー核融合ロケットの実現に向けた一つの大きな課題となる。

3.5 レーザー設計

次に出力1 MJのレーザー仕様を検討する。レーザー周波数は、機体の比出力が要求値 $\alpha = 0.4 \text{ kW/kg}$ 以上となるように10 Hzに設定した。レーザーには、小型高出力を可能にする、半導体励起固体レーザーを採用した。[1]においても本レーザーが採用されているが、具体的な設計には触れられておらず、本研究で初めて具体的なロケットへの適用検討を行った。

核融合ロケットに搭載するレーザーを設計するにあたり、仕様が同等 (レーザーエネルギー: 1 MJ, 周波数:

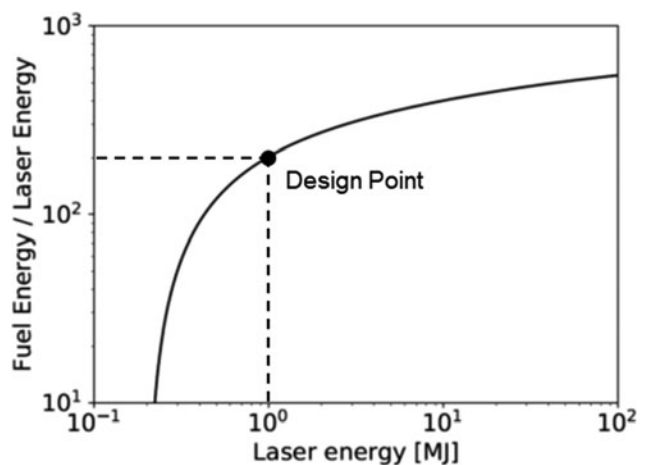


図2 高速点火方式によるD-T燃料ターゲットのゲインカーブ (燃料密度 300 g/cm³, アイゼントロップパラメータ 1.5) レーザーエネルギー 1 MJ, ゲイン 200 を設計点に設定した。

16 Hz)である、IFE フォーラム／レーザー核融合技術振興会「高速点火レーザー核融合実験炉概念設計委員会報告(2015)」[5]のレーザー設計結果をベースに検討を行った。図3にレーザー装置の概要を示す。中心部に励起用LDが配置され、その周りにYb:YAGセラミックスの増幅器が配置されている。1層の直径は約8m、高さは約1mであり、それを8層重ねて高さ8mの1つのタワー状にすることで、電源や冷却ラインの共用が可能になる。このタワーを機体最上部に、周方向に6棟配列する。レーザーの照射口は1棟あたり6箇所であり、全周36箇所からレーザーをターゲットに照射する。爆縮用に0.8 MJ、点火用に0.2 MJのレーザーエネルギーを使用する。[5]の設計では、2015年時点での最新の設計が反映されているが、地上設備向けの設計であるため、ロケットに搭載するにあたり軽量化が必要になる。そこで、本設計では、主に、質量の大きい冷却機構および励起用LDの軽量化を行った。Yb:YAG セラミックスは225 Kに、励起用LDは約20℃に維持するよう、パネル面に沿って冷却ラインを配置する冷却システムが必要となる。[5]では、地上用設備として、フッリナートおよび水を用いた冷却システムが検討されているが、本設計では、コイルシールド(4項参照)に中性子吸収材および冷却材として使用している超臨界メタンを本レーザーシステムにも循環させて使用することで、統合したコンパクトな冷却システムを実現した。

励起用LDについては、パルス幅が短いため、1 MJのレーザーエネルギーを生み出すのに、瞬間的に約10 GWもの大きな出力が必要になる。[5]では、従来型の端面発光半導体レーザー(約0.3 g/W)を想定しており、約3000 tonもの質量が必要であったが、より低消費電力で、高出力化が容易な垂直表面発光レーザーの研究が世界的に進められてお

り、将来的に現在の1/10である0.03 g/W以下に軽量化する見通しを反映して、質量を算出した。

3.6 コイルシールド設計

3.6.1 コイルシールド概要

VISTAのコイルシールドには、シールド材として、ベリリウム Be (X線遮蔽)、液化リチウム Liq. Li (中性子吸収、冷媒)、水素化リチウム LiH (中性子遮蔽)、そして鉛 Pb (γ 線遮蔽)が使用されているが、推進剤を除く機体質量1860 tonのうちコイルシールドの質量が約500 tonと非常に大きな質量を占めており、軽量化が必要であった。そこで中性子シールドの軽量化を図るため、本研究では、新しい遮蔽材および冷却システムの提案を行った。中性子遮蔽には、新しく炭化ホウ素($^{10}\text{B}_4\text{C}$)を採用した。 $^{10}\text{B}_4\text{C}$ は原発の制御棒に使われており、とても頑丈で高融点を持つ扱いやすい物質として知られている。次に、 γ 線遮蔽には、タングステン(W)を用いた。Wは鉄や鉛より高密度であり、高い遮蔽効果とともにコンパクトなシールドが期待できる。最後に、加熱されたシールドの冷却剤として、超臨界メタン(CH_4)を採用した。超臨界メタン(CH_4)は、中性子散乱断面積が大きく、中性子遮蔽の機能を兼ねることができ、レーザー等の他の装置へ循環させることで、統合した冷却システム構築が可能になること、LNGエンジン等で宇宙利用が期待されていることを踏まえて選定した。

3.6.2 設計手法

図4にコイルシールドの計算体系を示す。シールドの構造は $r=0$ で z 軸周りに回転してできる回転体である。コイルにおける損傷計算には原子はじき出し数(Displacement Per Atom, DPA)を、核発熱計算には中性子の核反応によるエネルギー付与により発生する核発熱を評価指標として用いた。線源の条件として、中性子をDT燃料内に一様に発生させ、その周りにあるシェル状の固体水素推進剤を介してシールド方向に照射されるよう設定した。シールドの

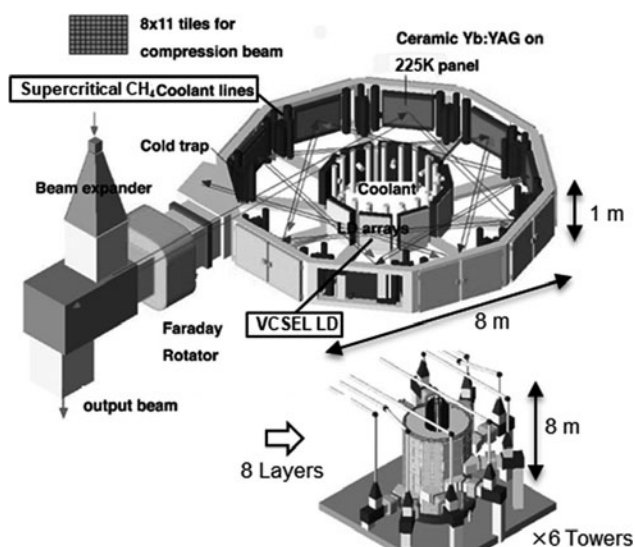


図3 レーザーエネルギー1 MJ、周波数10 Hzのレーザー装置概要。IFE フォーラム／レーザー核融合技術振興会「高速点火レーザー核融合実験炉概念設計委員会報告(2015)」のレーザー設計結果をベースとした。冷却システムにコイルシールドと統合した超臨界メタン冷却システム、励起用LDには垂直表面発光レーザーを採用し、軽量化を図った。直径8m、高さ1mのレイヤーを8層重ねたタワーを、機体の円周上に6個配置する。

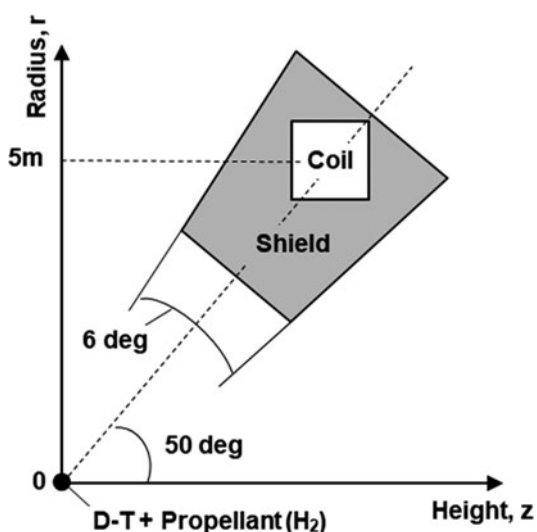


図4 コイルシールドの計算体系。中性子 3×10^{16} 個をD-T燃料内に一様に発生させ、その周りにあるシェル状の固体水素推進剤を介してシールド方向に照射されるよう設定した。

設計基準はそれぞれ 10^{-4} dpa[6], 5 mW/cm^3 [6, 7]を採用した。DPA の基準を超えた場合、コイルの抵抗の上昇を抑えるためにアニーリングが必要となり、これが核融合ロケット運用面での制約となる。また、核発熱の基準はコイルが安定して作動できる発熱量限界である。シールドの厚さを決めるにあたり、DPA 計算では必要な核融合の総ショット数に耐えられるよう設計を行った。核発熱計算では、運用中の最大出力であるピーク周波数を用いた。表 1 に計算条件を示す。総ショット数およびピーク周波数は、火星まで、片道90日で到達することを想定した場合の軌道設計結果を反映している。核計算には、Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) を用いた[8]。

3.6.3 解析結果

図 5 (a), (b)に、図 4 の黒点線に沿ったコイルにおける DPA とシールド全体の核発熱解析結果を、図 5 (c)に設計したシールドの概要図を示す。DPA による評価の方が、核発熱による評価より基準値に対する余裕が小さく、シールドの厚さに与える影響が大きいことがわかる。図 5 (a), (b)は地球から火星に到達した時点での結果を示しており、復路の途中でコイルにおける DPA は設計基準を超えることが予想される為、火星出発前に、何かしらの手段でアニーリングを行い、損傷を直す必要がある。

超臨界メタンによる冷却層については、今回のシールド設計では、簡易的にシールド内に等間隔で配置した。しかし、図 3 (b)で示す通り、核融合点側ほど核発熱が大きい為、冷却材の層を核発熱が大きい部分で密になるように配置することが望ましく、今後の設計課題とする。

3.7 設計結果および考察

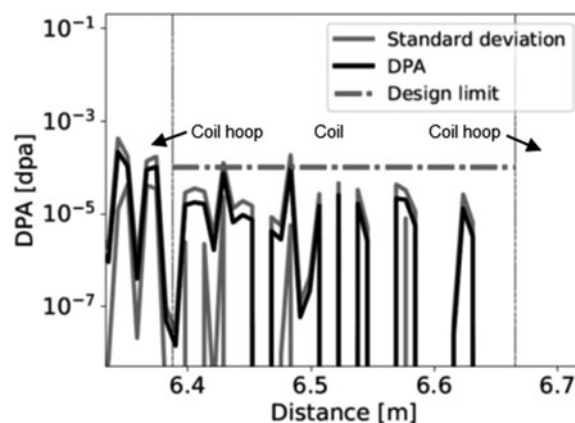
各コンポーネント設計結果を反映した機体設計結果を VISTA の設計結果と比較した結果を表 2 に示す。本設計における推進剤量は片道90日で火星に到達する場合の往復分の推進剤量を想定した。

前提条件が異なるため、直接の比較は出来ないが、VISTA の機体構造質量 1571 ton に対して、本設計では 580 ton とおよそ $1/3$ の軽量化を実現した。初期総質量としても 920 ton と、Space-X が開発中の Starship の打ち上げ能力 (100 ton@LEO) を考えると実現可能な範囲内であると考えられる。一方で、核融合ロケットによる大量輸送を実現するためには、より一層の軽量化が必要である。特に機体質量の大部分を占めるレーザー質量の軽量化が重要である。レーザー設計に関しては、高速点火レーザー核融合実験炉の最新設計結果および今後の技術発展を見込んで設計を行っており、今回のレーザーエネルギー設計点におけるこれ以上の劇的な軽量化は難しいと考えられる。したがって、レーザー質量の軽量化のためには、レーザーエネルギーを小さくする方策を検討する必要がある。

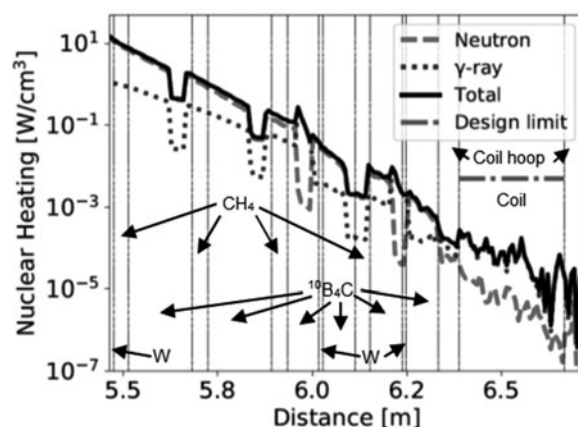
レーザーエネルギーを小さくするには、必要なゲインを小さくするか、小さいレーザーエネルギーでゲインを大きくする必要がある。前者に関しては、(1)式からわかるように、エネルギー回収効率 η_r やレーザー効率 η_d を改善し、自己回生に必要なゲインを小さくすることである。ピック

表 1 DPA および核発熱計算条件.

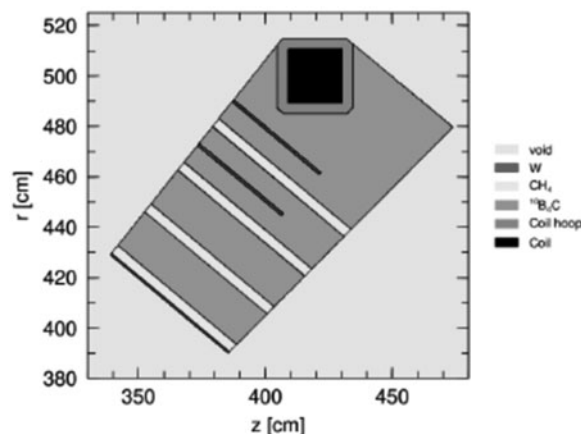
Laser Energy [MJ]	1
Gain [-]	200
DT Fuel Radius [cm]	0.0113
Propellant	Inner Dia. [cm] 0.341
	Outer Dia. [cm] 1.740
Total Shots [-]	5.6×10^7
Peak Frequency [Hz]	14



(a) コイル内の DPA



(b) シールド全体の核発熱



(c) コイルとシールドの概要図

図 5 コイルシールド解析結果.

表2 各コンポーネント設計結果を反映した機体設計結果と VISTA 設計結果との比較.

	New Design	VISTA
Laser Energy [MJ]	1	5
Gain [-]	200	1500
Frequency [Hz]	10	30
Jet Efficiency [-]	0.42	0.32
Jet Power [GW]	0.26	18
Specific Power, α [kW/kg]	0.4	10
Specific Impulse [s]	15000	27000
Sub-system	New Design	VISTA
Thrust Chamber	59	739
Coil	9	216
Shield	50	523
Laser System	436	150
LD	350	—
YAG Crystal	24	—
Mirror, Optics	37	—
Others	25	—
Thermal System	26	184
Radiator	15	—
Pump	10	—
Pipeline	1	—
Auxiliary System	59	498
Structure	21	60
Power System	4	115
Refring. System	3	50
Startup Reactor	5	5
Tank	26	268
Total Inert Mass, M_s	580	1571
Payload Mass, M_{PL}	100	289
Propellant Mass, M_p	240	4140
Total Dry Mass, M_d	680	1860
Total Initial Mass, M_i	920	6000

アップコイルや熱電素子によるエネルギー回収の研究や、レーザー効率向上の研究を進める必要がある。

後者に関しては、燃料ターゲットの革新が必要になる。今回、各種核融合燃料の検討を行ったが、D-T 燃料を超える設計結果は得られなかった。一案として核分裂 - 核融合のハイブリッドターゲットの検討が考えられる。大出力が期待できる一方、放射性物質の取り扱いが課題となるが、現在欧米を中心に、宇宙用原子炉や熱核推進の開発が活発に進められており、宇宙における放射性物質に対する法整備や技術開発が今後進むと考えられるため、可能性はある

かもしれない。

最後に、核融合ロケットは、宇宙航行におけるゲームチェンジングになりえる技術であり、その有用性は長年指摘されてきた。現在、国際的に月火星有人探査、原子力の宇宙利用に向けた研究開発が本格化しており、核融合ロケットの実現に向けた機運が高まりつつある。NASA では、2039年の有人火星探査に向けて、原子力ロケットの研究開発を計画しており、その中のオプションの一つに核融合ロケットがある。核融合ロケットにはいくつかの方式があるが、要素技術としては共通するところが多く、核融合ロケットの早期実現に向けて、国際的な共同研究体制を整備し、課題を解決していくことが重要であると考ええる。

3.8 まとめ

火星への片道航行時間を既存の化学推進を使用する場合(約180日)の半分である90日に短縮するレーザー核融合ロケットの設計を行った。初期総質量は920 ton と実現可能な範囲ではあるものの、より一層の軽量化が必要であり、エネルギー回収効率の向上、革新的なターゲットデザインの研究が必要である。

参考文献

- [1] C.D. Orth *et al.*, "VISTA-A Vehicle for Interplanetary Space Transport Application Powered by Inertial Confinement Fusion", Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-LR-110500 (2003).
- [2] 中島秀紀 他：核融合研究 66, 291 (1991).
- [3] Y. Nakao *et al.*, "IGNITION AND BURN PROPERTIES OF DT/D3He FUEL FOR FAST-IGNITION INERTIAL CONFINEMENT FUSION", FST 56, 401 (2009).
- [4] K. Vchivkov., "Study of Thrust Conversion Process of Explosive Plasma Source in Dipole Magnetic Field by Using Three-Dimensional Hybrid Code", PhD Thesis, Kyushu University (2004).
- [5] IFE フォーラム／レーザー核融合技術振興会：高速点火レーザー核融合実験炉概念設計委員会報告 (2015)。
- [6] R. Hiwatari *et al.*, "Working group report on Superconducting Magnet for fusion DEMO", National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, QST-M-18, (2019).
- [7] S. Şahin *et al.*, Annual. Nucl. Energy 28, 1413 (2001).
- [8] T. Sato *et al.*, J. Nucl. Sci. Technol. 55, 684 (2018).

小特集 レーザー核融合ロケットの原理実証研究

4. レーザー核融合ロケット推進のための核融合燃料と推進剤設計

4. Fuel and Propellant Design for Laser Fusion Rocket

森 芳孝, 城崎 知至¹⁾

MORI Yoshitaka and JOHZAKI Tomoyuki¹⁾

光産業創成大学院大学, ¹⁾ 広島大学先進理工系科学研究科

(原稿受付: 2021年7月12日)

ロケット推進において、推力と比推力は推進性能を決定する二大要素である。パルス動作のレーザー核融合ロケット推進において、推力は1パルス当たりの核燃焼で得られる運動量とその繰り返し数に比例する。また比推力はプラズマの排出速度に比例する。これらは、核融合燃料、及びその放出エネルギーによってプラズマ化する推進剤の設計で決定される。本章では、レーザー核融合ロケットにおける燃料、及び推進剤設計の考え方について記す。

Keywords:

laser fusion rocket, fuel, propellant, energy deposition

4.1 はじめに

レーザー核融合ロケットは高比推力、且つ高推力の潜在力を有するパルス推進システムである。比推力は10,000秒台で、「はやぶさ2」で採用されたイオンエンジン $\mu 10$ の3,000秒より高く、推力はキロニュートン台に達する。その結果、火星までの有人探査飛行時間を、従来の化学推進の180日から半分の90日に短縮可能である。この潜在力の源泉は、核融合燃焼によるエネルギー利得とその利活用にある。レーザーで駆動される核融合燃焼エネルギーにより、推進剤をプラズマ化し、磁気ノズルとよばれる機構により、プラズマの反磁性を利用して推進運動量を得る。核融合燃料ペレットと推進剤は、サイクル10 Hz程度でロケットエンジンの中心部へ射出され、中心部に到達した瞬間にレーザーが照射される。

パルス動作の核融合ロケット推進において、1パルス当たりの燃焼で得られる運動量とその繰り返し数に比例する推力、及び排出速度に比例する比推力は推進性能を決定する二大要素である。ここでは、レーザー核融合ロケットにおける核融合燃料、及び推進剤設計の考え方について、発電炉との異同を踏まえつつ記す。

4.2 核融合エネルギーの利用：エネルギー回収と推進

核融合エネルギーの利活用は、エネルギー回収設計で決定される。図1に、レーザー核融合における(a)エネルギー回収炉と(b)推進の炉心環境を示す。炉心は点火部と主燃料部で構成され共通であるが、炉心を囲む周辺環境が異なる。図1(a)のエネルギー回収炉では、ブランケットで中性子エネルギーを熱エネルギーに変換するとともにトリチウ

ム燃料増殖を行い、回収された熱は発電及び水素製造等に利用される。一般に、ブランケットは、固体なら固体、液体なら液体と夫々の相状態を維持したまま運用される。ブランケットサイズは、核融合出力に合わせて、炉心からの輻射ないし粒子フルエンスが、ブランケット材料のアブレーションないし相転移温度以下となるように設計される。結果、炉心とブランケット内壁との距離は長く、メートル単位となる。一方、図1(b)の推進では、推進剤は核融合エネルギーを吸収し、プラズマ化する。炉心と推進剤との距離は、1 cmと近い。

レーザー核融合推進では、比推力、推力に対するレーザー質量が設計指標となる。核融合燃料は、燃焼により投入レーザーエネルギーを超えるエネルギーを放出し、燃料を取り囲む推進剤をプラズマ化する。推進材をプラズマ化するためには、物質中の衝突確率が高い荷電粒子生成の割合が大きいDHe³やPB¹¹燃料等が有利である。一方、点火燃焼のし易さからは、中性子発生を伴うDT燃料が適している。点火のし易さは要求パルスレーザーエネルギーの低減、即ちレーザー質量の低減に寄与するため、航行ミッションの成否を決める重要な指標となる。

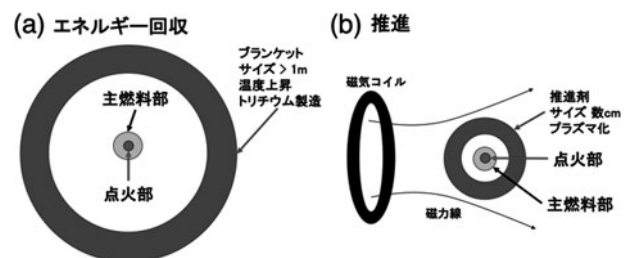


図1 炉心環境：(a)エネルギー回収炉と(b)推進。

The Graduate School for the Creation of New Photonics Institute, Hamamatsu, SHIZUOKA 431-1202, Japan

corresponding author's e-mail: ymori@gpi.ac.jp

今回の設計に際し、レーザー質量の観点を優先し、核融合燃料には DT 燃料を採用した。推進剤には、高いプラズマ噴出速度、即ち高比推力を得るために質量の軽い水素を採用した。次節では、簡易モデルによる核融合出力設計に触れた後、核融合燃料、及び推進剤設計について記す。

4.3 核融合出力設計

4.3.1 多様な核融合燃料の点火条件

推進剤をプラズマ化する観点から、多様な核融合燃料に対する炉心点火条件を評価した。図 2 に、様々な核融合燃料に対する点火条件（面密度と燃料温度）を示す。点火条件とは、爆縮点火部で生じる自己加熱が、輻射、熱伝導、及び流体損失を上回る状態を指す。点線は燃料の爆縮過程で点火部を形成する中心点火方式の条件であり、圧縮時に点火部と主燃料部との圧力が等しい等圧状態にある（図 3 (a)）。一方、実線は燃料外部からの高速加熱により点火部を形成する高速点火方式の条件を指し、圧縮時に点火部と主燃料部との密度が等しい等積状態にある（図 3 (b)）。高速点火では、中心点火で無視できる圧力勾配に起因する膨張損失を考慮するため、点火条件はやや厳しくなり、図 2 に示すとおり高面密度・高温度側にシフトする。高速点火方式の研究は日本が先導しており、最近の進展がレーザー学会誌の特集号に纏められている[1]。

中心点火方式で点火条件を達成するためには、レイリー・テイラー不安定性に起因する主燃料部と点火部との流体混合を避けるため、爆縮過程において高い球対称均一性が求められる。2009年から運用が開始された米国の国立点火施設（National Ignition Facility: NIF）の実験から、高い球対称均一性の実現は当初シミュレーションから想定されていたよりも厳しいことが判明し、計測器の充実化とレーザー波形及びターゲット形状の最適化が進められている[2]。一方、高速点火方式では、点火条件はやや厳しくなるものの、燃料の爆縮と加熱を分離し最適化できるため、不安定性に敏感でない爆縮方法を採用でき制御性が高くなる[3]。そこで、以下の利得評価においては、高速点火方式を採用した。

DT 燃料は、他の燃料と比べて 1 桁以上低い面密度、且つ低い温度で点火が達成可能である。図 2 より、DT 燃料の点火領域は、面密度 $0.2\text{--}0.7\text{ g cm}^{-2}$ 、温度 $5\text{--}10\text{ keV}$ である。一方、DT 燃料の次に点火が容易な DHe³ 燃料の要求値は、1 桁以上高く面密度で $2\text{--}5\text{ g cm}^{-2}$ 、温度で $20\text{--}50\text{ keV}$ となる。最近注目を集めている PB¹¹ 燃料では、価数が大きいため輻射損失が大きくなり、より高密度且つ高温が求められる。

点火条件を元に爆縮燃料形成に必要なレーザーエネルギーを見積もると、中性子発生を伴う DT 燃料のほうが荷電粒子出力割合の大きな DHe³ 燃料よりも有利となる。DHe³ 燃料は、DT 燃料よりも生成荷電粒子エネルギーが 5 倍高い（DHe³ 18.3 MeV, DT 3.5 MeV）。一方、爆縮燃料の要求面密度は DT 反応よりも高く、燃料形成の内部エネルギーは DT よりも 1 桁近く高くなる。レーザーエネルギーから爆縮燃料への結合効率が、反応によらずほぼ一定と仮

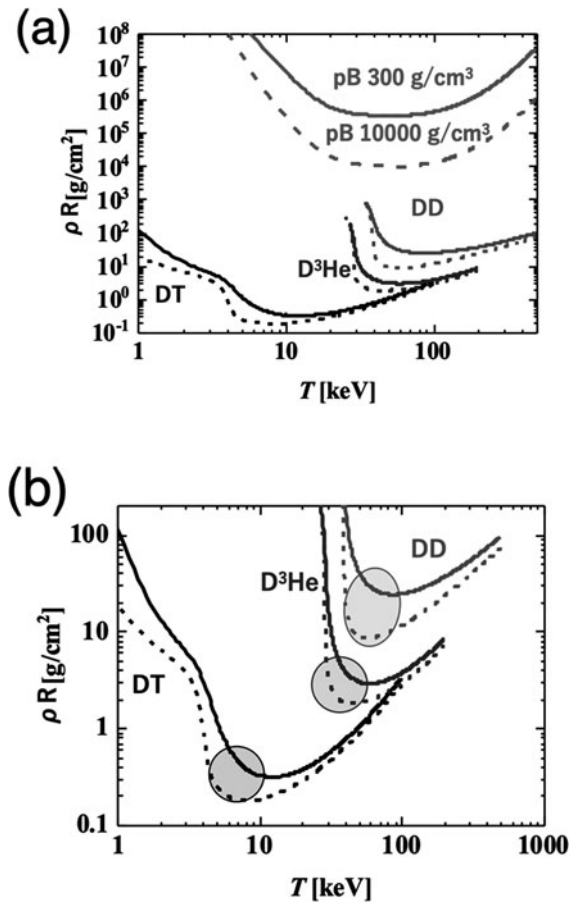


図 2 様々な核融合反応に対する点火条件（面密度と燃料温度）
(a)面密度 $0.1\text{--}10^8\text{ g cm}^{-2}$ (b)面密度 $0.1\text{--}200\text{ g cm}^{-2}$ 。

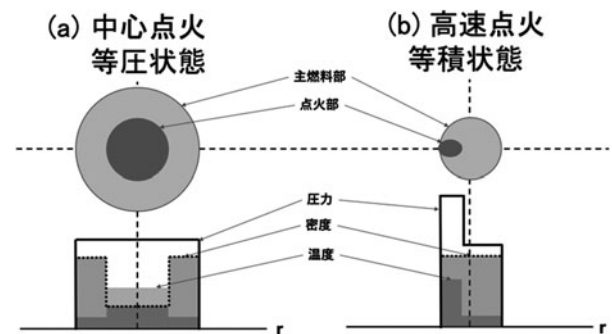


図 3 爆縮燃料の密度温度分布 (a)中心点火, (b)高速点火。

定すると、結論として、DT 反応のほうが DHe³ よりもレーザーエネルギー当たりの放出荷電粒子エネルギーが高くなる。そこで、以下では、DT 燃料に注力して核融合出力設計を行った。

4.3.2 利得評価

入射レーザーエネルギー $E_{L,tot}$ に対する核融合出力 E_F の比である核融合利得 Q を高速点火に対して簡易モデルにより評価した[3]。

質量 M_f [kg] の圧縮燃料の内部エネルギー E_{int} [J] は、アイゼントロップパラメータ α （燃料の圧力 p とその密度におけるフェルミ圧 p_F との比）とフェルミエネルギー ϵ_F [J]、平均イオン質量 $\langle m_i \rangle$ [kg] により次式で求められる。

$$E_{int} = \frac{3}{5} \frac{\alpha \epsilon_F}{\langle m_i \rangle} M_f \text{ [J]}, \quad (1)$$

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3}.$$

ここで、 n_e は電子数密度 [m^{-3}]、 $\hbar$ はディラック定数 [Js]、 m_e は電子の静止質量 [kg] である。また、アイセントロープパラメータ α は、どれだけ断熱的に爆縮できたかを表すパラメータで、理想の極限で1となり、高利得実現には $\alpha=2$ 程度が要求される。爆縮レーザーエネルギー $E_{L,\text{imp}}$ から爆縮コアの内部エネルギー E_{int} への変換効率である爆縮効率 η_{imp} を用いると、爆縮レーザーエネルギー $E_{L,\text{imp}}$ は

$$E_{L,\text{imp}} = \frac{E_{\text{int}}}{\eta_{\text{imp}}} = \frac{3}{5} \frac{\alpha \varepsilon_F}{\eta_{\text{imp}} \langle m_i \rangle} M_f \quad [\text{J}] \quad (2)$$

となる。点火に要する加熱レーザーエネルギーについては、現行実験結果からの外挿、並びに理論・数値シミュレーションによる予測で、 $E_{L,\text{heat}} \sim 200 \text{ kJ}$ と見積もられている。

一方、核融合出力は燃焼率から見積もる。圧縮燃料の燃焼率 Φ は圧縮燃料全体の面密度 ρR に対し、

$$\Phi = \frac{\rho R}{\rho R + \beta} \quad (3)$$

で概算される[4]。ここで β は燃焼率パラメータで DT 反応では 6～9 の範囲である。高速点火方式での DT 燃料の燃焼シミュレーション結果[5]より $\beta=7$ を選択した。核融合出力 E_F は、燃料内の DT イオンペア数 $\times$ 燃焼率 $\times$ 1 反応当たりの核融合出力 ($E_{\text{DT}} = 17.58 \text{ MeV} = 2.817 \times 10^{-12} \text{ J}$) であるから、

$$E_F = \frac{M_f}{2 \langle m_i \rangle} \Phi E_{\text{DT}} \quad [\text{J}] \quad (4)$$

となる。よって核融合利得 Q は

$$\begin{aligned} Q &= \frac{E_F}{E_{L,\text{imp}} + E_{L,\text{heat}}} \\ &= \frac{\frac{M_f}{2 \langle m_i \rangle} \Phi E_{\text{DT}}}{\frac{3}{5} \frac{\eta_{\text{imp}} \alpha \varepsilon_F}{\langle m_i \rangle} M_f + E_{L,\text{heat}}} \end{aligned} \quad (5)$$

となる。 $\rho = 300, 500, 1000 \text{ g cm}^{-3}$ 、 $\alpha = 1.5, 2.0$ の圧縮燃料に対して、投入レーザーエネルギー $E_L = E_{L,\text{imp}} + E_{L,\text{heat}}$ に対する利得 Q を図4に示す。ここでは、現行実験やシミュレーションで得られている爆縮効率 $\eta_{\text{imp}} = 5\%$ と、理論・シミュレーション予測値である加熱レーザーエネルギー $E_{L,\text{heat}} = 200 \text{ kJ}$ を仮定した。加熱効率は10%程度である。

以下の推進剤設計においては、核融合出力の設計値として、全投入レーザーエネルギー 1 MJ (爆縮レーザー 0.8 MJ, 加熱レーザー 0.2 MJ)、圧縮密度 300 g cm^{-3} 、 $\alpha = 1.5$ 、利得 200 を選定した。

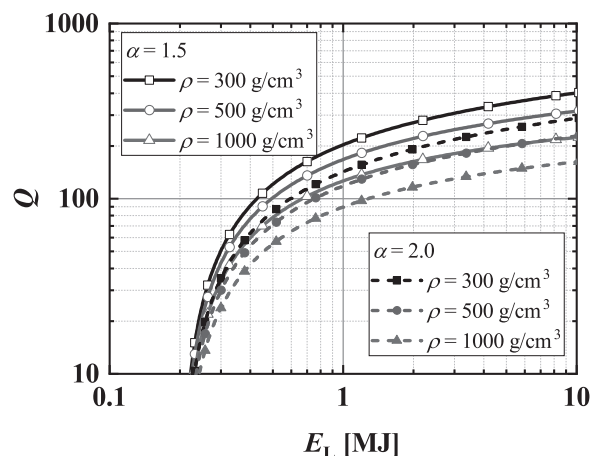


図4 簡易モデルで評価した全レーザーエネルギー ($E_L = E_{L,\text{imp}} + E_{L,\text{heat}}$) に対する核融合利得 (Q) 依存性。加熱レーザーエネルギー $E_{L,\text{heat}} = 200 \text{ kJ}$ と爆縮効率 $\eta_{\text{imp}} = 5\%$ を仮定。実線がアイセントロープパラメータ $\alpha = 1.5$ 、破線は $\alpha = 2.0$ で、圧縮燃料密度 $\rho = 300, 500, 1000 \text{ g cm}^{-3}$ に対する結果を四角、丸、三角で示す。

4.4 燃料及び推進剤設計

4.4.1 燃料設計

利得評価から燃料質量を概算する。図5にレーザーエネルギーに対する燃料質量を示す。燃料質量 M_f は、式(1)より算出される。今回の設計点 (全投入レーザーエネルギー 1 MJ, 利得200) では、 $M_f = 1.8 [\text{mg}]$ となる。この燃料質量は、レーザー照射による燃料圧縮直後の質量である。ロケットに搭載される核融合燃料ペレットには、レーザーが直接照射されて高圧を駆動するアブレーター等が含まれ、それらの質量は燃料質量の半分程度である[6]。ここでは、ペレット燃料質量を、 M_f の1.5倍の $2.7 [\text{mg}]$ とした。

高速点火方式における核融合燃料ペレットの詳細設計は、ペレット形状 (外径, 初期 DT クライオ燃料厚み, アブレータ厚み等)、及びレーザー照射条件 (照射配位, パルス波形, パルス強度等) をパラメータとして、輻射流体シミュレーションコード, 粒子コード, 及び燃焼コードを統合的に活用して実施される。ここでは、核融合燃料ペレットの詳細には踏み込まず、ロケット運用に必要な核融合燃

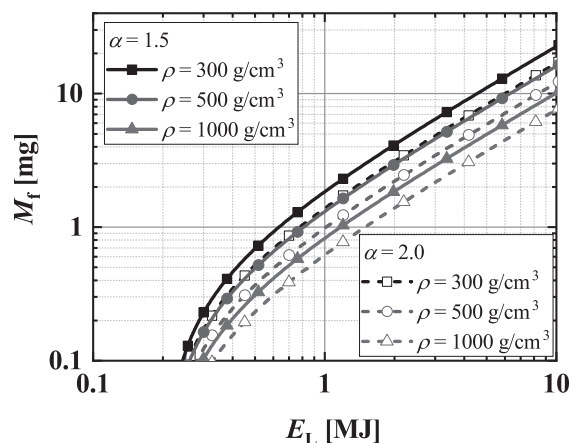


図5 全レーザーエネルギー ($E_L = E_{L,\text{imp}} + E_{L,\text{heat}}$) に対する圧縮燃料質量 (M_f) 依存性。線種と記号は図4と同じ。

料質量の目安を概算する．今回の軌道計算では，90日間で地球から火星に到達する．繰り返し数 10 Hz でロケットを定常運用すると，火星到着までの核融合反応回数は 7.8×10^7 回となり，消費する燃料ペレット質量は 0.21 トンとなる．これは，100 トンを超えるロケット質量及び推進剤質量と比較するとかなり軽量である．

尚，今回の設計では，核融合燃料ペレットは初期搭載を想定しているが，ロケット運行中にトリチウム増殖分離を経て，製造する可能性もある [7]．その際は，別途，ブランケット，トリチウム分離回収装置，ペレット製造装置等の質量及び品質管理を考慮する必要がある．宇宙空間という厳しい環境下における検討内容は，地上におけるエネルギー回収炉とも共有可能な知見となる．

4.4.2 磁気ノズル推進剤設計

燃料を囲む推進剤は燃料からの核融合放出エネルギーでプラズマ化され，ロケットは磁気ノズルで推力を得る．推進剤は，エネルギーが伝達された直後は，磁場圧力よりもプラズマ圧力が高いためプラズマは等方的に膨張する．一方，数十マイクロ秒経過してプラズマ圧力が低下してくると，磁場圧力の方が高くなって，磁場がプラズマを押し返すようになり，プラズマが一方向へ排出される．その反作用で磁気コイルが力を受けて，ロケットは推進力を得る．これが磁気ノズルによる推進機構である．磁気ノズルは運動量変換機構であり，推進剤排出速度の増大には寄与しない．従って，ロケットの排出速度，及び比推力は，推進剤の初期膨張速度で制限される．

磁気ノズルでは，プラズマの反磁性特性を利用して，推進運動量を得る．磁場中を拡散するプラズマの振る舞いについて，Zaharov らは実験結果を踏まえた理論解析を行った [8]．解析の結果，磁化変数 $L_b = \rho_i / R_b$ がプラズマ拡散の振る舞いを支配しており，プラズマ中に反磁性空洞を形成するためには， $L_b \ll 1$ を満たす必要があることを見出した．ここで， $\rho_i = V_0 / \omega_{ci}$ はイオンラーマー半径であり，初期膨張速度 V_0 とイオンサイクロトロン周波数 ω_{ci} の比である． $R_b = (3\mu_0 E_0 / (2\pi B^2))^{1/3}$ は磁気閉じ込め半径で，磁気エネルギー $B^2 / (2\mu_0) (4\pi / 3 R_b^3)$ が初期膨張プラズマの運動エネルギー $E_0 = 1/2 M_p V_0^2$ と釣り合う条件から算出される．ここで， μ_0 は真空中の透磁率， B は磁場強度， M_p は推進剤質量である． R_b は，プラズマの運動量が，反磁性により影響を受ける空間スケールである．磁気ノズルが動作するためには， L_b は 10^{-2} から 10^{-4} が想定されている [9]．

今回の設計では，推進剤は固体水素を採用した．核融合放出エネルギー 200 MJ の内，アルファ粒子が担う 20% 分のエネルギーが推進剤に付与されると仮定し，推進剤エネルギーは 40 MJ とする．エネルギー伝達率の妥当性については，次節で検証する．比推力 I_{sp} は，VISTA 設計値を参照し 15,000 秒とした．推進剤設計値を表 1 に示す．磁場強度は VISTA 設計値 12 T を採用した [7]．推進剤質量 M_p は 3.7 g で，火星到着までロケットを定常運転する際の推進剤総質量は 289 トンとなる．

4.4.3 推進剤へのエネルギー伝達

本節では，推進剤の電離過程を考察し，核融合放出エネ

ルギーから推進剤へのエネルギー伝達と初期膨張速度について記す．

レーザー核融合ロケットの推進剤は，燃焼燃料から放出される輻射，中性子，荷電粒子，バルクプラズマに順次晒される．城崎らは，高速点火方式の燃焼燃料から放出される各担体のエネルギーを，2 次元燃焼コード FIBMET を用いて解析した [6, 10]．投入レーザーエネルギー 1.1 MJ，核融合出力 200 MJ において，中性子は放出エネルギーの 80% を担う． α 粒子は残りの 20% を担うが，内 70% は主燃料に付与されるため，6% が燃料から外に放出される．X 線輻射出力は 1% 程度で，残りの 10% 程度を主成分が DT のプラズマデブリが担い，計算誤差は 3% 程度であった．図 6 に各担体の出力時間発展を示す．

推進剤を球殻とみなし (図 1 (b))，各担体の入射エネルギーと固体水素中の飛程から，推進剤へのエネルギー伝達と初期膨張速度を求めた．

まず，計算法を示す．X 線及び中性子の入射エネルギーは，物質厚みを x ，飛程を R として， $\exp(-x/R)$ に比例する指数法則で付与されると仮定した．これは，中性子，X 線が推進剤中を距離 x 進んだときのエネルギーを ε ，推進剤への入射エネルギーを ε_0 とすると $\varepsilon(x) = \varepsilon_0 \exp(-x/R)$ で表される．単位長さ当たりのエネルギー付与は， $d\varepsilon(x)/dx = 1/R \cdot \varepsilon_0 \exp(-x/R)$ に比例する． α 粒子とプラズマデブリの入射エネルギーは，飛程が短いいため，推進剤内壁の飛程距離内に一様に付与されるとした．

表 1 推進剤設計．

推進剤	固体水素
比重	0.07
比推力: I_{sp} [sec]	15000
初期膨張速度: V_0 [cm/s]	1.47×10^7
初期膨張エネルギー: E_0 [J]	4×10^7
推進剤質量: M_p [g]	3.7
推進剤体積: V_p [cc]	52.9
磁場強度: B [T]	12
ラーマー半径: ρ_i [cm]	0.013
磁場閉じ込め半径: R_b [cm]	55
磁化変数: L_b	2.3×10^{-4}

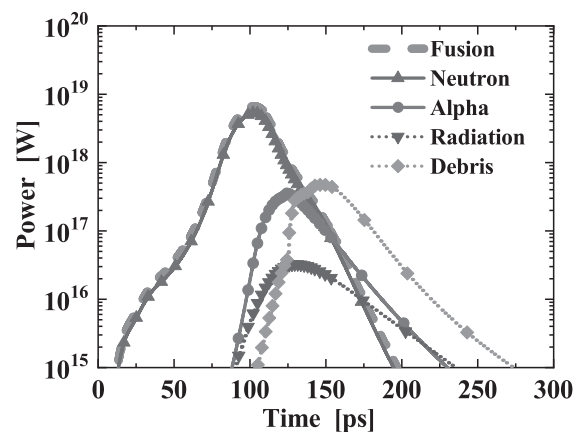


図 6 核融合出力と輻射，中性子，アルファ粒子，デブリ出力の時間発展．炉心から 0.26 mm の境界における値．

前節の推進剤設計(表1)を踏まえた各担体の推進剤へのエネルギー伝達の結果を表2に示す。推進剤は内径2 cm, 厚み4.2 cmとして, 推進剤質量は前節の解析結果 $M_p = 3.7$ gと一致させた。各担体の入射エネルギーについては, 城崎らの計算結果を参照した。X線輻射スペクトルは, エネルギー10 keVにピークがあり, エネルギー広がり4 keVのプランク分布よりも広がった。ここでは, 入射エネルギー10 keVとした。中性子については, 爆縮燃料中の減衰を無視している。 α 粒子は, 燃焼プラズマを通過するため, スペクトルが低エネルギー側にシフトするが, ここではシフトを考慮せずに入射エネルギー3.5 MeVとした。DTプラズマデブリの入射エネルギーは, 300 keVとした。推進剤中の飛程の算出に関して, X線はアメリカ国立標準技術研究所NISTの質量エネルギー減衰係数 10^{-2} cm²/gを[11], 中性子はOrthの文献にある液体水素中の平均自由行程4 g/cm²を採用した[7]。 α 粒子とDTプラズマデブリについては, 推進剤へのエネルギー付与中の温度上昇を考慮して温度1 keVの水素プラズマを対象とし, Vlasov-Poisson方程式を用いた解析的な近似式を用いた[12]。

表2より, 核融合放出エネルギー194 MJに対して推進剤へは43 MJのエネルギーが付与されており, 伝達効率は22%で, 前節の仮定20%の妥当性を示している。エネルギー伝達の半分はDTプラズマデブリであり, 残りを α 粒子と中性子が占める。特に, 中性子については, 大半は推進剤を透過するが, 11 MJのエネルギーは推進剤に伝達されており, 推進剤に伝達されるエネルギーの1/4程度を占め, 高エネルギーアルファ粒子と同程度の寄与をする, 無視できない担体である。

推進剤厚みを変えることで, 初期膨張速度の制御が可能となる。図7に, 推進剤内径を2 cmに固定し, 推進剤厚み ΔR に対する初期膨張エネルギー E_0 と初期膨張速度 V_0 の関係を示す。推進剤厚みの変化に従って, 推進剤質量も変化する。ここで, 推進剤内壁に付与されたエネルギーは損失なく内部エネルギーとして推進剤全体に配分されると仮定し, さらに, 初期膨張エネルギーを内部エネルギーで与えた。図7より, 推進剤が厚くなると中性子によるエネルギー伝達が増加するため初期膨張エネルギーはほぼ線形に増加し, 初期膨張速度の減少が抑えられている。この結果は, 推進剤の厚み制御により, 初期膨張速度, 即ち比推力制御の可能性を示唆している。尚, 図7では, 前節の推進剤設計(表1)で採用したエネルギー $E_0 = 40$ MJを与える推進剤厚みは $\Delta R = 3.2$ cmで, 表2の設定値4.2 cmよりも短い。前節の推進剤設計では, アルファ粒子のみによるエネルギー付与を仮定しており, そのエネルギーは推進剤内壁で吸収されるため推進剤の厚みに依存しない。一方, 図7では, 推進剤厚みに対する担体毎のエネルギー伝達が考慮されているため, より正確である。

ここで, 核融合放出エネルギーから推進剤へのエネルギー伝達物理過程を眺めてみよう。まず光速で伝搬する輻射が推進剤を通過し, 固体水素の蒸発に必要なエネルギーを付与するが, 電離には至らない。次に, 中性子照射によ

表2 各担体毎の核融合放出エネルギーと推進剤へのエネルギー付与。推進剤は, 内径2 cm, 厚み4.2 cmの球殻。

	核融合放出	推進剤への付与	入射エネルギー	飛程(固体水素)
X線輻射	2 MJ	6 kJ	10 keV	14.3 m
中性子	160 MJ	11.4 MJ	14.1 MeV	57 cm
α 粒子	12 MJ	12 MJ	3.5 MeV	0.15 cm
プラズマデブリ(DT)	20 MJ	20 MJ	300 keV	0.15 cm
計	194 MJ	43.4 MJ		

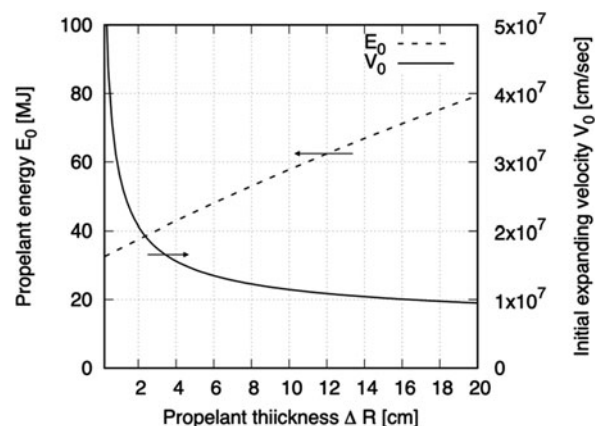


図7 推進剤厚み ΔR に対する推進剤エネルギー E_0 と初期膨張速度 V_0 の関係。

り, 推進剤は水素原子1個当たり数eV程度のエネルギー付与を受ける。この状態は, 固体密度状態で一部が電離したウォームデンスマター状態とみなせるであろう。その後, 主燃料を飛び出した α 粒子により推進剤の内壁がアブレートされ, 吸収領域の電子温度は数100 eVまで加熱される。引き続き, DTプラズマデブリが, 再度内壁をアブレートし, 内壁の一部は1 keV程度まで温度上昇する。複数回に渡る局所的なエネルギー付与は複数段の衝撃波を駆動し, 熱伝導を伴いながら内壁から外側に向い推進剤にエネルギーを輸送していく。これは, 軽イオン慣性核融合における爆縮(implosion)とは逆の爆発(explosion)の過程であり, 両者の異同は興味深い。磁気ノズルによる推力設計のためには, 衝撃波通過後に, 推進剤全体がどのような膨張速度分布を得るかを把握する必要がある。

上記推進剤へのエネルギー伝達及び膨張速度分布について, 先行研究では以下のように取り扱っている。レーザー核融合ロケット提唱者Hydeの流れを組むOrthによるVISTA設計では, 間接照射方式を採用しており, 燃料ペレットは金ホーラムの中央に配置され, ホーラムの外を固体水素の推進剤が取り囲む。最新のレポートには, ここの解析と同様, 飛程の考え方に基づく推進剤へのエネルギー伝達の概算が紹介されている[7]。長峯らは, NIFにおける間接照射実験を想定し, 金ホーラムを推進剤に見立て, エネルギー4 MJが付与されるとして, 電離度をトーマス・フェルミモデルから算出した[9]。推進剤の速度分布については, 核融合プラズマと推進剤を各々粒子とみなした流体粒子コードによる数値解析がある。初期には, 中島, 志度寺らによるPIC(Particle-in-Cell)法による2次元解析が[13], 最近では, 松田らによるSPH(Smoothed Parti-

cle Hydrodynamic) 法による 3 次元解析がある[14].

推進剤全体へのエネルギー伝達と初期膨張速度の詳細については、輻射、中性子、荷電粒子によるエネルギー伝達が考慮された輻射流体シミュレーションを用いた解析が必要である。山村らは 2 次元輻射流体コード STAR2D を用いて、燃焼プラズマを模擬した高温プラズマによる推進剤の電離過程とエネルギー伝達を求めた[15]。輻射流体コードの採用により、推進剤の電離度の解析が進んだ。尚、中性子によるエネルギー付与は他文献から推定している。山村等の計算では、流体コードで得られたイオン速度を粒子速度に変換し、イオンを粒子、電子を流体とみなしたハイブリッドコードによる磁気ノズル推力計算の初期値としている。更に、推進剤形状に対するロケット本体の中性子遮蔽、及び推力の最適化について言及されている。数値シミュレーションによる推力評価については、第 5 章で紹介される。

4.5 今後の課題

レーザー核融合ロケットは、人類の活動領域の拡大に欠かせない究極の乗り物といってよいであろう。夢が壮大なため、実現に向けた課題も大きい。ここでは、課題を示すことで将来の研究の糧としたい。核融合燃料について、点火部と主燃料部は同一物質としたが、それぞれの最適化を図ることも考えられる[16]。また、推進剤は固体水素としたが、中性子吸収の期待できるボロン等を用いることも検討の価値があるであろう。直接照射で一様照射を達成するための、レーザー照射配置や推進剤へのレーザー導入孔も検討すべき課題である。高エネルギー密度科学が関与するテーマとして、核融合放出エネルギーによる推進剤の電離過程がある。高密度低温領域であるためウォームデンスマターも絡んだテーマである。

4.6 まとめ

レーザー核融合ロケットの燃料設計と推進剤設計について解説した。設計に際し、DT 反応を採用し、レーザー入力 1 MJ で核融合出力 200 MJ を選定した。推進剤については、固体水素を採用し、パルス推力 20 MJ、推進剤質量、比推力 15000 秒を目安とした。

謝 辞

執筆に際し、中島秀紀氏、砂原淳氏との議論に謝意を表します。

参考文献

- [1] 森 芳孝, 千徳靖彦: レーザー研究 **49**, 128 (2021).
- [2] 藤岡慎介, 千徳靖彦: レーザー研究 **49**, 130 (2021).
- [3] 城崎知至: レーザー研究 **49**, 135 (2021).
- [4] Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn: The physics of inertial fusion: beam plasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter (Clarendon press, Oxford, 2004) p.40.
- [5] T. Johzaki, K. Mima and Y. Nakao, Plasma Fusion Res. **2**, 42 (2007).
- [6] 苫米地顕, 神前康次, 乗松孝好: レーザー核融合炉設計委員会報告書 高速点火レーザー核融合発電プラントの概念設計 (大阪大学レーザーエネルギー学研究センター & IFE フォーラム/レーザー核融合技術振興会, (2006).
- [7] C.D. Orth, UCRL-TR-110500 (2003).
- [8] YU. P. Zakharov *et al.*, Sov. J. Plasma Phys. **12**, 674 (1986).
- [9] Y. Nagamine and H. Nakashima, Fusion Technol. **35**, 62 (1999).
- [10] T. Johzaki *et al.*, "2-D Analysis of Ignition and Burn Characteristics for Fast Ignition Targets", Proc. 3rd Int. Conf. on Inertial Fusion Science and Application 2003 (IFSA 2003, Monterey, 2003), American Nuclear Society, 474 (2004).
- [11] J. H. Hubbel and S. M. Seltzer, X-Ray Mass Attenuation Coefficients, NIST Standard Reference Database 126 (2004).
- [12] T. Peter and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. A **43**, 1998 (1991).
- [13] N. Hideki *et al.*, "Some Design Aspects of Laser Fusion Rocket?," Proc. 16th International Symposium on Space Technology and Science (1988).
- [14] N. Matsuda *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **112**, 042079 (2008).
- [15] T. Yamamura *et al.*, High Energy Density Phys. **37**, 100894 (2020).
- [16] Y. Nakao *et al.*, Fusion Sci. Technol. **56**, 401 (2009).



小特集 レーザー核融合ロケットの原理実証研究

5. 数値シミュレーションによる推進性能評価

5. Numerical Analysis on Propellant Performance

砂原 淳, 森田 太智¹⁾

SUNAHARA Atsushi and MORITA Taichi¹⁾

パデュー大学原子力工学科極限環境物質センター, ¹⁾九州大学大学院総合理工学研究院

(原稿受付: 2021年7月13日)

数値シミュレーションによるレーザー核融合ロケットの推進性能評価についての取り組みを紹介する。レーザー核融合ロケット推進は“レーザー核融合点火・燃焼”, “燃焼プラズマによる推進剤のプラズマ化”, “磁気ノズルによる推進力獲得”の各プロセスを経て, 推進力を得る。このため, 高エネルギー密度プラズマの生成, エネルギー輸送, 磁場環境下のプラズマの挙動を理解する必要がある。本章では, 我々が行っている輻射流体シミュレーションとハイブリッドシミュレーションを組み合わせた計算手法による推進性能評価の概要について示し, 数値シミュレーションの現状と課題を明らかにしたい。

5.1 はじめに

レーザー核融合ロケットは, レーザー核融合点火燃焼で得られる“高エネルギー密度状態”のプラズマから磁気ノズルによってロケット推進力を得るものである。従来の化学推進に比べ大推力, 高比推力を得られることから, 火星有人探査等に適用可能な将来のロケット推進システムとして期待されている。レーザー核融合点火燃焼から推進力獲得に至る一連の過程の概要を図1に示す。(1)レーザー核融合点火・燃焼の実現による核融合燃焼プラズマの生成, (2)核融合燃焼プラズマによる推進剤のプラズマ化, (3)磁気ノズルによる高エネルギー密度状態のプラズマからの推進力獲得, となる。これら各要素は(1)の“レーザー核融合点火燃焼の実現”は言うに及ばず, どれも研究途上でありチャレンジングな課題であるが, 同時に, プラズマ流体力

学, 輻射, 粒子によるエネルギー輸送, プラズマと磁場の相互作用等, 高エネルギー密度プラズマ物理の宝庫とも言える多様な現象を内包しており, それらを理解, 制御して新しいロケット推進を実現しようという挑戦的魅力にあふれた研究対象でもある。

この一連の過程を最適設計し, ロケット推進システムを実現するためには実験的な手法のみで研究課題の全てをカバーすることは現実的でない。数値シミュレーションで概念的検証, または具体的な設計を進めつつ, 要所要所を実験で確認し, 計算結果と実験結果との比較を通じて現象の物理的理解とシミュレーションモデルの改良, 精度向上を図ることが現実的な研究の進め方であると思われる。本章では数値シミュレーションによるレーザー核融合ロケットの推進性能評価について述べ, まだ途についたばかりの数値シミュレーションの現状と課題を明らかにしたい。

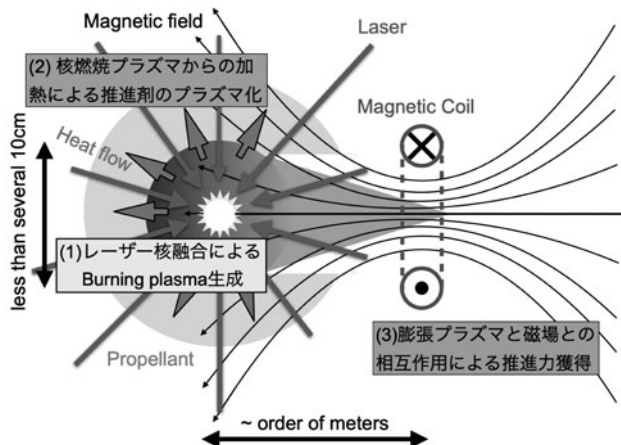


図1 レーザー核融合ロケット推進。

5.2 シミュレーション手法

レーザー核融合などの比較的高密度なプラズマへの“磁場”の導入は, 磁場による閉じ込め効果を考慮するMagLIF[1]や, 高速点火における高速電子のコアプラズマへの磁気ガイド[2]など, これまでにも様々に考えられてきた。近年, レーザーを用いた高強度パルス磁場発生が可能となり[3], 磁場の導入は益々多くのレーザー生成プラズマに関連するテーマになってきている。レーザー核融合ロケット推進もレーザー核融合点火燃焼プラズマ由来の高エネルギー密度状態のプラズマを磁気ノズルに作用させて推進力を得るため, プラズマと磁場との相互作用を解析する必要がある。しかし, 磁場を従来のレーザー生成プラズマの物理モデルとコンシステントな形で計算することがで

きるレーザー生成プラズマ用の流体シミュレーションコードは未だ開発途上である。

一方、Particle in Cell (PIC) コードを用いれば、磁場環境下のプラズマの挙動を計算可能であるが、レーザー核融合ロケット推進は図1に示した(1)-(3)の一連の過程が、時間にして数 μs 、空間サイズでメートルに及ぶため、PICコードでは計算負荷が大きすぎてとても全過程をカバーできない。そこで我々は一連の過程を(1)磁場を考慮しないレーザープラズマダイナミクス計算フェーズと、(2)磁場を考慮する磁気流体ダイナミクス計算フェーズの2つに分け、前者をレーザー生成プラズマ用の輻射流体シミュレーション、後者を、電子を流体、イオンを粒子とするハイブリッドシミュレーションでそれぞれ計算することで推進性能を評価するという手法を採った。

5.2.1 輻射流体シミュレーション

レーザー生成プラズマの計算を行う、2次元の輻射流体シミュレーションコード (STAR-2D) [4] の概要を述べる。STAR-2Dはレーザー生成プラズマを扱うイオンと電子の二温度流体2次元輻射流体シミュレーションコードである。元々、極端紫外光源 (EUV) プラズマをモデリングするために開発され、レーザー生成スズプラズマからの中心波長 13.5 nm の EUV 光のモデリング、EUV 光の発光効率の向上に向けたプラズマのダイナミクスの解析に用いられた[5]。2次元ではあるが、様々な幾何形状に対応し、 x - y カーテシアン座標系だけでなく、円柱座標系、球座標系 (図2) にも対応している。流体ソルバーには近似リーマン解法の一つである HLLC 法を用い、物質の状態方程式から音速 c を計算し、流速を u として、計算メッシュ間において $u-c$, u , $u+c$ の3つの特性速度を持つ特性曲線を考えることで流束を計算する。また VanLeer slope limiter を用いて空間単調性を保ちながら空間2次精度とし、時間積分には2次ルンゲクッタを用いて時間2次精度としている。またレーザーの光線追跡法による伝播、逆制動放射によるレーザー吸収、熱伝導、輻射輸送、イオンと電子間の温度緩和を解くことでレーザー生成プラズマに対応している。これらのモデルの詳細は参考文献[6]を参照していただき、本章では本レーザー核融合ロケット推進のシミュレーション研究を通じて開発、改良された、STAR-2Dの保存特性について詳しく述べることにする。

STAR-2Dの特徴は保存型流体スキームを用いつつ、同

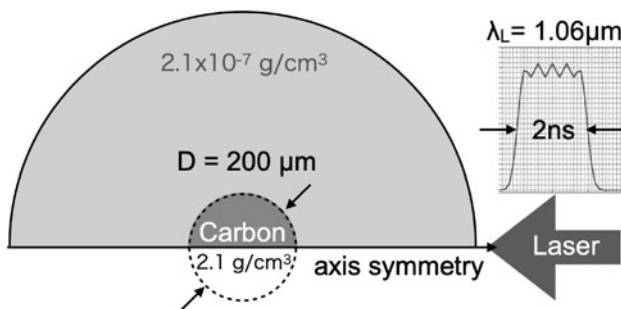


図2 輻射流体シミュレーションの初期条件。

時にイオンと電子それぞれの温度の時間発展式を別途解き、両者がコンシステントになるように収束計算を行っているところにある。これにより保存量である質量、運動量、全エネルギー (内部エネルギー+運動エネルギー) の保存性を確保しながら、イオンと電子の二温度で流体の時間発展を解くことができる。この保存型流体スキームの使用により、計算の時間空間レンジが大きい場合にも誤差の蓄積を抑制できる。特にレーザー核融合ロケット推進の場合、計算で扱う密度上限が爆縮による固体密度の1000倍、下はプラズマ膨張による密度低下で固体密度の5桁以下になるなど非常に大きな密度レンジになる。計算時間もレーザーのパルス時間幅 (典型的にはナノ秒オーダー) を超え、レーザー終了後もプラズマ膨張するまでの計算が必要である。このような計算条件では“保存量の保存”は非常に重要である。

実は STAR-2D 開発当初は保存量を保存させるスキームを採用していなかったため、誤差の蓄積が非常に大きい状態であった。例えばパルス幅 10 ns のレーザーパルスを用いたレーザーアブレーションの計算を行うため、数十 ns に渡る計算を行ったところ、アブレーションで膨張したプラズマを含むプラズマの全質量は初期ターゲット質量に比べ数10%から100%以上の増減になることもあった。全質量に限らず、全運動量、全エネルギーの保存性も同様に悪く、レーザー核融合ロケットのように膨張プラズマを磁気ノズルに相互作用させ、推進力を見積もる場合には膨張プラズマの評価に大きな影響を与えていた。この問題を解決するため、我々は試行錯誤を経て、電子・イオンの二温度モデルと保存型スキームを共存させることができる現在の計算手法にたどり着いた。ここで述べる手法は一定の成功を収めているように見えるが、収束計算を必要とし、計算負荷の観点からは必ずしも最良の方法とは思えない。今後、より良い二温度保存手法が開発される際の参考になるよう、問題点を詳しく記す。

保存性を保ちながら電子・イオンの二温度に対応するのはそれほど簡単ではない。ひとたび保存型スキームである HLLC スキームを用いた計算を実行すると、式(1)から式(3)

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = S \quad (1)$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e_t \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p_T \\ \rho uv \\ (\rho e_t + p_T) u \end{pmatrix}, \quad (2)$$

conservative variables x-directional flux

$$G = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p_T \\ (\rho e_t + p_T) v \end{pmatrix} \quad (3)$$

y-directional flux

に示すように計算メッシュ間の流束が求められる。次に、

各計算メッシュへの流束の出入りから各計算メッシュの密度 ρ , 運動量密度 $\rho \mathbf{v} = (\rho u, \rho v)$, 全エネルギー密度 ρe_t (内部エネルギー密度 $[\rho e_{\text{int}}]$ + 運動エネルギー密度 $[\frac{1}{2}\rho|\mathbf{v}|^2])$ が更新され, 次ステップにおける値 $(\rho, \rho \mathbf{v}, \rho e_t)^{n+1}$ がそれぞれ求まる. ここで u, v はそれぞれ速度の x 方向, y 方向成分, p_T はイオンと電子の圧力の和, 式(1)の右辺 $\mathbf{S}$ はカーテシアン座標以外の座標系における付加項である. 求められた全エネルギー密度 $(\rho e_t)^{n+1}$ から運動エネルギー密度 $\frac{1}{2}\rho|\mathbf{v}|^{n+1}$ を差し引き, 密度 ρ^{n+1} で割ると, 式(4)に示すようにイオンと電子の単位質量あたりの内部エネルギーの和 e_{int}^{n+1} が求まる.

$$e_{\text{int}}^{n+1} = e_t^{n+1} - \frac{1}{2}|\mathbf{v}|^{n+1} \quad (4)$$

ここまでは保存型スキームを用いて流体計算を行う際の通常の手続きである.

仮に電子温度 T_e とイオン温度 T_i を同一として扱う “一温度” モデル ($T = T_e = T_i$) であれば, 求められたイオンと電子の内部エネルギーの和 e_{int} と密度 ρ から, 状態方程式 $T = T(\rho, e_{\text{int}})$ を用いて対応する温度 T を求めることができる. しかし, 電子温度 T_e とイオン温度 T_i を別々の変数として計算する “二温度” の場合は保存型スキームを使って求められたイオンと電子の内部エネルギーの和 e_{int} をイオンと電子の “それぞれの内部エネルギー” にどのように分離するかという問題が発生する. ここでよく行われる手法は, 全エネルギーの時間発展方程式に加え, もうひとつ電子 (もしくはイオン) の内部エネルギーの時間発展方程式 (式(5)) を追加で解くことである.

$$\rho \left\{ \frac{\partial e_{\text{int}}^e}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) e_{\text{int}}^e \right\} = -p_e (\nabla \cdot \mathbf{v}) \quad (5)$$

ここで e_{int}^e は単位質量あたりの流体の内部エネルギーの電子成分, p_e は電子圧力である. このようにすれば求められた全イオンと電子の内部エネルギーの和から, 同じく求められた電子 (もしくはイオン) の内部エネルギーを差し引くことで, もう一方のイオン (もしくは電子の) 内部エネルギーも求められる. しかし, 残念なことに, 追加した電子 (もしくはイオン) の内部エネルギーの時間発展方程式 (式(5)) は保存形式になっていないため, 保存スキームを用いた計算ができない. この場合, 計算の大部分は保存型スキームで計算するにも関わらず, 追加の方程式が非保存型スキームでしか解けないため, 計算全体としては保存性が失われることになり, 我々の計算条件では誤差の蓄積が無視できなくなる.

我々が開発した方法はイオンと電子の内部エネルギーの時間発展方程式をどちらか一方でなく, 両方を追加で解くというものである. 既述したようにイオンと電子のそれぞれの内部エネルギー式 (温度の式) は保存形式になっていないため, CIP 法など非保存型解法でよく用いられる移流計算 (式(6)及び式(7))

$$\frac{T_i^* - T_i^n}{\Delta t} + (\mathbf{v}^n \cdot \nabla) T_i^n = 0 \quad (6)$$

$$\frac{T_e^* - T_e^n}{\Delta t} + (\mathbf{v}^n \cdot \nabla) T_e^n = 0 \quad (7)$$

と非移流項計算 (式(8)及び式(9))

$$\frac{T_i^{**} - T_i^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho^{n+1} c_{vi}^*} \left[T_i^* \left(\frac{\partial p_i}{\partial T_i} \right)_{\rho^{n+1}} \right] (\nabla \cdot \mathbf{v})^m \quad (8)$$

$$\frac{T_e^{**} - T_e^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho^{n+1} c_{ve}^*} \left[T_e^* \left(\frac{\partial p_e}{\partial T_e} \right)_{\rho^{n+1}} \right] (\nabla \cdot \mathbf{v})^m \quad (9)$$

の分離計算を行い, イオンと電子の温度の時間発展をそれぞれ求める. ここで c_{vi} , c_{ve} はそれぞれ比熱のイオン成分, 電子成分である. 次に式(10)に示すように,

$$e_{\text{int}}^{(m)}(\rho^{n+1}, T_i^{**}, T_e^{**}) \quad (10)$$

二温度の状態方程式を用いてイオンと電子の内部エネルギーの和 $e_{\text{int}}^{(m)}$ を求め, これが HLLC で計算されたイオンと電子の内部エネルギーの和 e_{int}^{n+1} に一致すればいいが, 通常一致しない. ここで, 両者の不一致を非移流項, すなわち, $p dV$ 仕事の見積もり時に発生する誤差が原因とみなし, $p dV$ 仕事を少しずつ変化させながら両者が一致するまで, 収束計算を行う. この時, 式(11)

$$(\nabla \cdot \mathbf{v})^{(0)} \leftarrow (\nabla \cdot \mathbf{v})^{n+1} \quad (11)$$

に示すように保存型計算から得られた次ステップ ($n+1$) の速度の発散 $(\nabla \cdot \mathbf{v})^{n+1}$ を収束計算の初期値 $(\nabla \cdot \mathbf{v})^{m=0}$ (ここで m は収束計算回数) として, この値を保存型, 非保存型それぞれの内部エネルギーが一致するよう収束計算させる. このように計算することで, 保存型スキームを用いながら, イオンと電子の二温度を見積もることができる.

また, この方法により, 温度を見積もる際の数値的な手続き上の困難を緩和できる. 一温度モデル, 二温度モデルの別を問わず, 保存型スキームを用いる際に問題となるのが, 温度の見積もりである. レーザー生成プラズマでは熱伝導や輻射が無視できない場合が多く, それらの計算をするために温度が必要である. また状態方程式も圧力が密度と温度の関数として与えられることが多い. しかし, 保存型の流体計算スキームは一般に密度と全エネルギー密度を熱力学的な独立変数として解くので, 密度, 内部エネルギーは計算できても, 温度は密度と内部エネルギーから状態方程式 $T = T(\rho, e_{\text{int}})$ にしたがって毎ステップごとに見積る必要がある. 状態方程式が解析的に与えられていれば温度は解析的な計算で即見積ることができるが, 状態方程式は数値テーブルで与えられる場合が多く, T を求める際に収束計算が必要になる.

密度 ρ と温度 T を独立変数とする内部エネルギー $e_{\text{int}}(\rho, T)$ のテーブルを使用する場合, ρ, T がどちらも正の実数であるため, それらに対数軸にとって, 幅広い密度・温度範囲をカバーする数値テーブルを作ることができる. 一方, 密度と内部エネルギーを独立変数とする

$T(\rho, e_{\text{int}})$ のテーブルを使用する場合、内部エネルギーは必ずしも正の値とは限らないため、内部エネルギーをそのまま対数軸にとることができず、正、負の2つの軸に分けるなど扱いが複雑になる。我々のやり方は、密度と内部エネルギーから対応する温度を見つけに行くのではなく、密度、温度を対数軸とする内部エネルギーの数値テーブルのみを参照するため、手続きが複雑になりがちな密度、内部エネルギーをそれぞれ軸にとる数値テーブルを参照する必要がない。

5.2.2 ハイブリッドシミュレーション

輻射流体シミュレーションでプラズマの生成、膨張を計算したのち、プラズマと磁気ノズルの相互作用による推力獲得は九州大学が開発した3次元ハイブリッドシミュレーションコード[8]により計算される。このシミュレーションコードでは、電子は慣性を無視した流体、イオンを粒子として扱い、電子とイオンの運動を磁場の発展方程式と連立させてそれぞれ時間発展を解いている。一方、荷電準中性を仮定し、ダーウィン近似を用いて変位電流項を無視することで、プラズマ振動や電子サイクロトロン運動等電子スケールの現象や高周波の電磁波は除去している。このため、数値計算における時間・空間幅を比較的大きく取れるため、磁気ノズルにおけるイオン挙動とシステムからの排出までの長時間の現象を計算できる。

電子・イオンの運動運動方程式はそれぞれ以下で表される。

$$m_e m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -en_e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - \nabla P_e \quad (12)$$

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -Ze(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \quad (13)$$

ここで、電子温度は空間一様、イオン温度はゼロと仮定している。つまりこのシミュレーションでは高温プラズマの膨張は計算できず、核融合燃焼プラズマやレーザーアブレーションプラズマが十分に膨張し、熱エネルギーが運動エネルギーに対して十分小さくなっていることを想定している。一方、電子、イオンが作る電流は

$$\mathbf{j}_e = -en_e \mathbf{v}_e \quad (14)$$

$$\mathbf{j}_i = -Zen_i \mathbf{v}_i \quad (15)$$

と表され、イオン密度 n_i 、速度 $\mathbf{v}_i$ は PIC 法でイオンの運動方程式を解くことで計算される。プラズマ中の磁場を $\mathbf{B}_p = \mathbf{B} - \mathbf{B}_{\text{ext}}$ とし ($\mathbf{B}_{\text{ext}}$ は外部磁場)、アンペールの法則

$$\nabla \times \mathbf{B}_p = \mu_0(\mathbf{j}_e + \mathbf{j}_i) \quad (16)$$

と式(12)、(14)、(15)から、電場は

$$\mathbf{E} = \frac{1}{Zen_i} \left[\frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}_p) \times \mathbf{B} - \mathbf{j}_i \times \mathbf{B} - ZT_e \nabla n_i \right] \quad (17)$$

と求めることができ、ファラデーの法則

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{E} \quad (18)$$

から、磁場の発展方程式が求まる。

本シミュレーションコードでは、PIC 法でイオン数密度 n_i 、速度 $\mathbf{v}_i$ 、イオン電流 $\mathbf{j}_i$ を求め、式(17)、(18)を用いてプラズマ中の電場・磁場を求める。そしてイオンの運動方程式(13)から粒子の位置を更新し、これら計算を繰り返す。一方、ある密度しきい値を設け、しきい値以下の領域は真空領域であると判断し、ラプラス方程式 $\nabla^2 E = 0$ を SOR 法で解くことで電場を求めている。

5.3 輻射流体シミュレーションの計算例

カーボン Sphere ターゲットにレーザーを1方向から照射し、レーザーアブレーションにより膨張したプラズマを磁場に作用させることで推力を得る実験に相当する条件で STAR-2D コードでシミュレーションを行い、推力の計算を行った。図2に輻射流体シミュレーションの初期条件を示す。レーザー波長は1.06 μm 、波形はフラットトップに近い波形8 ns (FWHM) で、実際の波形は実験で実測されたレーザー波形を計算に入力した。ターゲットは直径 $D = 200 \mu\text{m}$ で密度 2.1 g cm^{-3} のカーボン固体球であり、このターゲット直径に相当するスポット直径でターゲットにレーザーを照射した。レーザー照射強度はピークで $1.2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ である。計算で用いたのは (r, θ) の2次元球座標であり、軸回転方向 (ϕ 方向) は一様とした軸対称である。計算領域は r 方向で2 mm とした。本計算ではオイラーメッシュを用いて計算を行い、ターゲット以外の計算領域の初期密度は $2.1 \times 10^{-7} \text{ g cm}^{-3}$ とした。実際の実験条件ではターゲット周りは真空であるが、オイラーメッシュを用いた計算では真空 (密度=0) は扱えないので、ターゲット初期密度の7桁下の低密度を設定することとしている。状態方程式はカーボンの SESAME テーブル[7]を用い、輻射放射率、吸収率は衝突輻射平衡 (CRSS) [9]で計算した。輻射輸送は40群の多群流束制限拡散近似、電子熱伝導は Spitzer の熱伝導係数を用いた流束制限拡散近似で計算されている。レーザー吸収は逆制動放射吸収過程を仮定している。

図3に計算された電子密度の時間発展を示す。それぞれレーザー照射開始から1 ns 後、2 ns 後、4 ns 後である。図から見て取れるように、4 ns 後には電子密度 10^{17} cm^{-3} のプラズマが計算領域境界である $r = 0.2 \text{ cm}$ に到達している。この時の半径 r 方向の流速分布を図4に示す。等温膨張モデル[10]によれば、一次元等温膨張プラズマの速度 $u(x)$ は音速点を原点として音速を C_{s0} 、膨張距離 x 、膨張時間を τ とすると

$$u(x) = C_{s0} + x/\tau \quad (19)$$

と表され、速度は直線的に増加する。本シミュレーションの場合、膨張プラズマは3次元的に広がるので、1次元モデルには直接当てはまらないが、図4の速度分布を見ると、臨界密度付近から半径方向外向きに単調に増加する速度分布になっており、等温膨張的なプラズマの挙動が示されている。

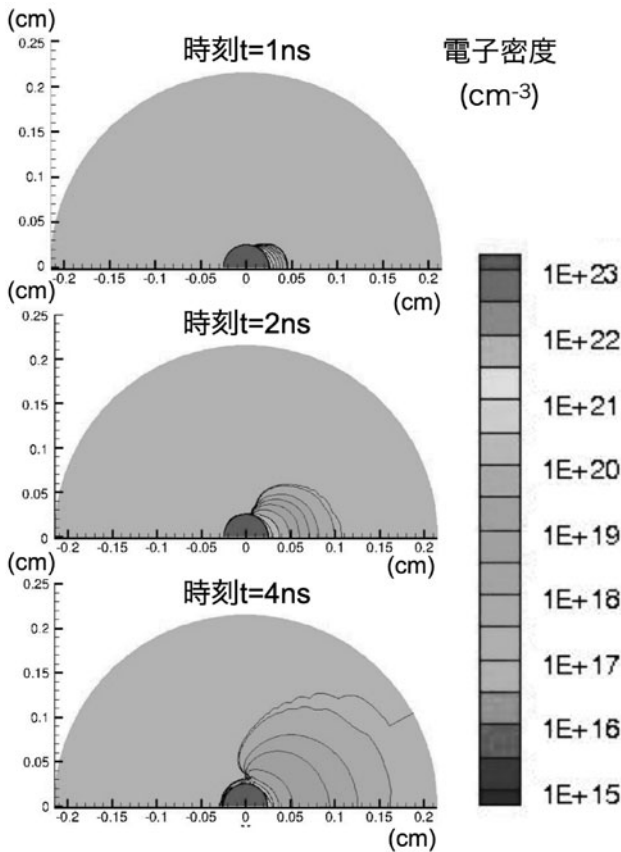
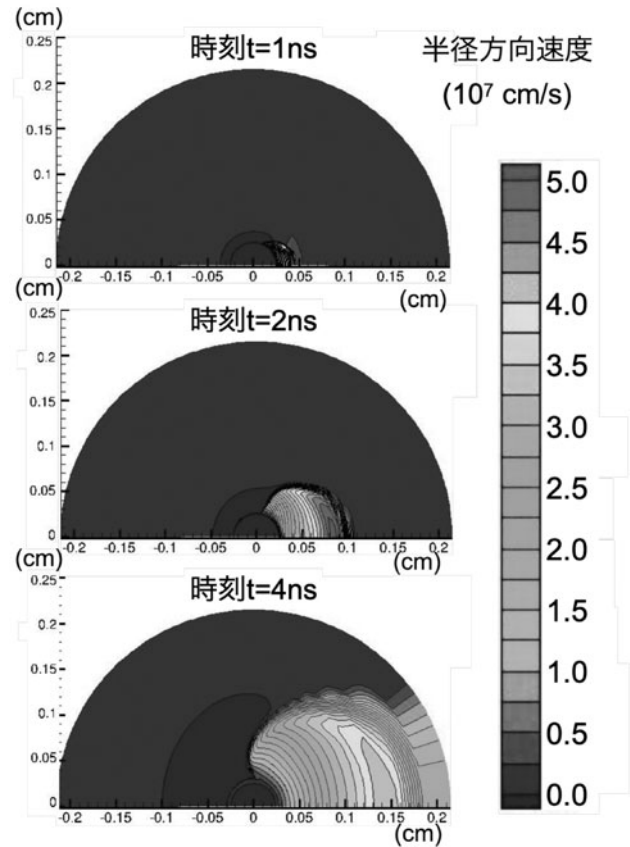


図3 電子密度の時間発展.

図4 半径(r)方向速度の時間発展.

5.4 ハイブリッドシミュレーション結果

5.3節で得られた密度分布と速度分布に従って、イオン(超粒子)分布を3次元カーテシアン座標上に作成する。このとき、ターゲット近傍には高密度イオンが存在するが、速度が小さく、推力にほとんど影響しないと考えられるため、平均的に5 km/s以下の流速を持つ領域は無視し、それ以外の低密度(高速度)領域を超粒子に変換した。もし非常に高密度な領域を含めてすべて超粒子に変換すると、ほとんどの超粒子が高密度領域に割り振られて低密度領域の超粒子数が減少し、超粒子の重みが大きくなるため、高速で低密度領域の精度が非常に悪くなるからである。超粒子分布を図5に示す。ここで、プラズマ排出方向を $z > 0$ にとるため、5.3節から左右を反転させている。

図6は、本シミュレーションコードで計算した超粒子の y - z 平面における分布である。ターゲットは $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ にあり、左からレーザーで照射することで主に左側に広がるプラズマを計算している。 $z = -16.5$ mmに設置した内径20 mm, 外径32 mm, 長さ12 mmのコイルで磁気ノズルとなる磁場を生成している。このコイルは、6章で議論する実験と同じ形状、配置になっている。先行研究によると、運動量で定義したプラズマの排出(推進)効率

$$\eta = \frac{\sum mv_z - \sum mv_{z0}}{|\sum mv_0|} \quad (20)$$

は磁場とプラズマのエネルギー比($r_E = E_B/E_p$)に大きく依存することがわかっている[8, 11]。ここで v_z は z 方向の

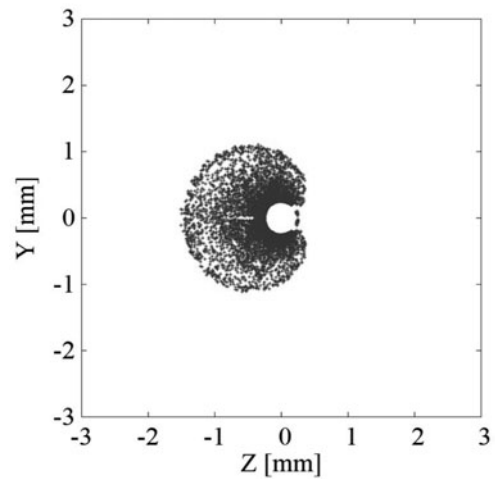


図5 輻射流体シミュレーションから得られた密度分布から変換したイオン分布を示す。初期のターゲット位置付近 $(x, y) = (0, 0)$ 付近の低速・高密度プラズマ領域のイオンは分布させていない。

超粒子速度、 v_{z0} は初期の超粒子速度の z 成分、 v_0 は初期の超粒子速度の大きさを示す。ここでは、異なる r_E (図6(a), (b)は $r_E = 23.8$ の場合、図6(c), (d)は $r_E = 86.4$ の場合)における粒子分布を示す。 $t = 0.1 \mu\text{s}$ [図6(a), (c)]ではコイル付近のプラズマが減速し、 $z > 0$ には膨張している様子がわかる。さらに時間が経過し、 $t = 0.3 \mu\text{s}$ [図6(b), (d)]では円形コイルの中心を抜けてロケット前方($z < 0$)に抜けるプラズマと、後方 $z > 0$ に排出されるプラ

ズマが再現されている。

図7には、異なるエネルギー比 r_E における数値シミュレーション結果を用いて、十分長時間 $t > 4 \mu\text{s}$ 計算した後に計算されたインパルスビットを示す。ここで示すインパルスビットは、全超粒子の運動量の z 成分を積算して見積もっている。ここには、5.3節で得られた密度・速度分布のうち、全領域を超粒子に変換した場合（図中の All Super-particles）と、5 km/s 以下の領域を除いて超粒子分布に変換した場合の比較を示している。この結果を見ると、初速が5 km/s以下の超粒子も、トータルインパルスに大きく影響していることがわかる。全領域を超粒子に変換した場合は、低密度・高速でターゲットから離れた領域が考慮できておらず、また、 $v_0 < 5 \text{ km/s}$ を取り除いた計算では、高密度・低速でターゲットに近い領域が計算できていない。そこで、十分な計算精度を保ちながら全プラズマ領域を計算

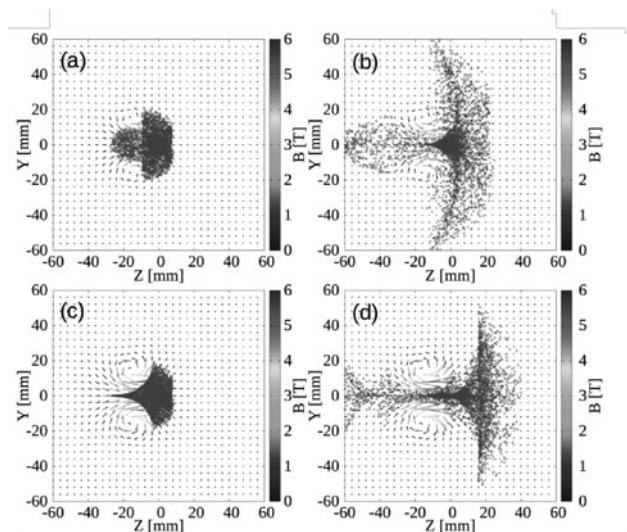


図6 ハイブリッドシミュレーションによって計算したイオン分布。プラズマエネルギーに対する磁場エネルギー $r_E = 23.8$ で (a) $t = 0.1 \mu\text{s}$ と (b) $t = 0.3 \mu\text{s}$ の場合、 $r_E = 86.4$ で (c) $t = 0.1 \mu\text{s}$ と (d) $t = 0.3 \mu\text{s}$ の場合の結果を示す。

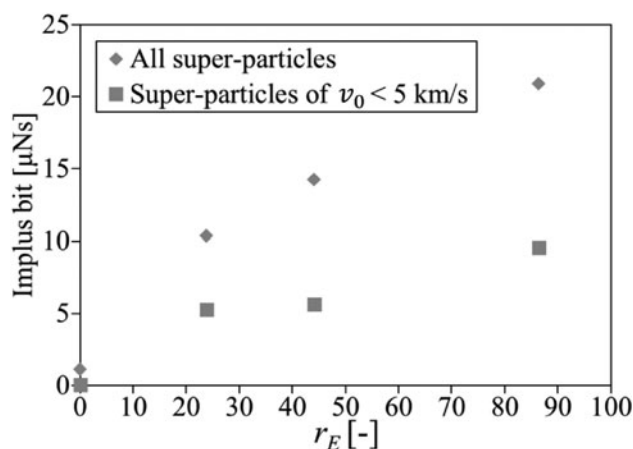


図7 ハイブリッドシミュレーションの初期条件に用いたイオン分布において、低速イオン ($v_0 < 5 \text{ km/s}$) を除いた場合と、全速度分布をイオンに変換した場合それぞれについて、得られた運動量の計算結果を、プラズマエネルギーに対する磁場エネルギーの比の関数として表した。

するため、超粒子数を増やすことや超粒子の重みを初期密度で変更するなど、計算に工夫が必要である。また、第6章で述べるが、本計算を実験結果を十分に比較・検証することで、将来、さらに高エネルギーのプラズマ実験や核融合プラズマに応用できるシミュレーションコードを作成することが必要である。

5.5 今後の課題

レーザー核融合ロケット推進を実現するには炉システムをロケットに搭載するため、可能な限り小さいレーザー入力で点火・燃焼を達成する必要がある。また、人間を乗せたロケットを考えると中性子遮蔽の問題が重要になり、重水素-三重水素反応以外の“中性子を出さない核反応”についても考慮の余地はある。このように、レーザー核融合過程だけに注目しても、多くの検討の余地がある。また、核燃焼プラズマによって推進剤をプラズマ化する部分は本稿では割愛したが、核燃焼プラズマからの輻射、プラズマ粒子による推進剤のプラズマ化は、核融合炉第一壁問題において、炉心プラズマと壁との距離を極端に小さくした系に相当すると考えられるため、炉工学研究とも密に関連するテーマである。また、磁気ノズルによる推力獲得はより詳細なプラズマダイナミクス、推力獲得機構の理解を深め、現在の実験室プラズマレベルから、核融合燃焼プラズマまでを数値シミュレーションでスケールすることが求められる。

5.6 まとめ

本章ではプラズマと磁場との相互作用による推力獲得について、輻射流体シミュレーションとハイブリッドシミュレーションを組み合わせた解析例を示した。輻射流体シミュレーションでレーザー生成プラズマの密度・速度分布を計算し、この分布から超粒子分布を作成し、ハイブリッド計算で長時間のプラズマ挙動を計算した。この2つのシミュレーションを組み合わせることで、レーザー生成プラズマの膨張と磁気ノズルによるプラズマ排出を計算できることが示された。しかし、本計算手法は未だ課題が多い。両シミュレーションの再現性は実験で検証する必要がある。輻射流体計算からハイブリッド計算に接続する場合、イオンを超粒子として変換するが、密度勾配が大きいため、全領域を超粒子分布に変換するのが難しい。今後はシミュレーションコードの改良とともに、実験での検証を進める必要がある。

参考文献

- [1] S.A. Slutz and R.A. Vesey, Phys. Rev. Lett. **108**, 025003 (2012).
- [2] T. Johzaki *et al.*, High Energy Density Phys. **36**, 100841 (2020).
- [3] S. Fujioka *et al.*, Sci. Rep. **3**, 1170-1-7 (2013).
- [4] A. Sunahara *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 025002 (2019).
- [5] 砂原 淳 他：プラズマ・核融合学会誌 **83**, 920 (2007).
- [6] A. Sunahara *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, 043-1-043-5

- (2008).
- [7] S. Lyon and J. Johnson, LANL report, LA-UR-92-3407 Los Alamos National Laboratory, LA-UR-92-3407 (1992).
- [8] Y. Nagamine and H. Nakashima, Fusion Sci.Technol. **35**, 62 (1999).
- [9] D. Salzmann, *Atomic Physics in Hot Plasmas* (Oxford University Press, New York, 1998).
- [10] K. Nishihara *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 056708-1- 11 (2008).
- [11] A. Maeno *et al.*, J. Propuls. Power **30**, 54 (2014).



小特集 レーザー核融合ロケットの原理実証研究

6. 模擬実験による推進性能評価

6. Propulsion Performance Evaluation through Simulation Experiments

枝本 雅史

EDAMOTO Masafumi

岐阜工業高等専門学校 電子制御工学科

(原稿受付：2021年6月21日)

レーザー核融合ロケットの実機では、数メガジュールの出力エネルギーをもつレーザーによって生成される核融合プラズマの使用が想定されている。しかし、現状ではエネルギー源として核融合プラズマを用いた実験は不可能である。模擬実験として、共同利用施設で実験可能な数ジュールから数キロジュールのレーザーを用いてアブレーションプラズマによる実験が行われた。実験によるプラズマおよび力積の計測や、シミュレーションの再現性検証について紹介する。

Keywords:

laser ablation plasma, magnetic nozzle, plasma measurement, thrust measurement

6.1 はじめに

レーザー核融合ロケットの実機運用においては、数メガジュールの大型レーザーを用いて核融合プラズマを生成することが想定されている[1]。この核融合プラズマによって加熱・プラズマ化された推進剤が磁気スラストチャンバーと呼ばれる磁気ノズルシステムで制御され、所定の方向への推力を生成する[2]。一方で、現在の技術水準においては、エネルギー源としての核融合プラズマは実現しておらず、核融合プラズマによる実証実験を行うことは不可能である。

そこで、レーザー核融合ロケットの推進原理実証を目的として、レーザーアブレーションプラズマと永久磁石、もしくは常伝導電磁石を用いた模擬実験が行われた。模擬実験では、広島大学レーザー実験装置を用いた1J程度の実験、大阪大学 EUV データベースレーザー装置を用いた数ジュール級の実験、大阪大学激光 XII 号レーザーを用いたキロジュール級の実験と、幅広いエネルギースケールでの実証および推進性能評価が試みられた。

この章では、レーザーアブレーションプラズマを用いた実験を通して得られた、磁気スラストチャンバーの実証および推進性能評価に関する知見を紹介する。

6.2 磁場によるプラズマ制御実証のためのイオン計測

レーザーアブレーションにより生成されたプラズマが磁場によって制御され方向を変えることを実証するために、斎藤他(2018)によってチャージコレクタによるイオン電流計測が行われた[3]。

図1に計測が行われた実験体系を示す。この実験は大阪

大学 EUV データベースレーザー装置を用いて行われた。真空チャンバ中心に設置された直径0.5 mmのポリスチレン球ターゲットに対して、波長1064 nm、エネルギー 7.5 ± 0.2 J、パルス幅 9.4 ± 0.1 nsのNd:YAGレーザーが照射され、アブレーションプラズマが生成された。ターゲットから見てレーザー上流方向13 mmの位置にソレノイドコイルが設置され、レーザー照射タイミングに合わせたミリ秒スケールのパルス磁場が生成された。これは数マイクロ秒程度であるアブレーションプラズマの時間スケールに比べ十分に長く、準定常磁場とみなせるものである。ソレノイドコイルの軸を基準とした複数の角度にチャージコレクタが設置され、イオン電流の角度分布が計測された。

この実験体系において、アブレーションプラズマの初期速度はレーザー上流方向に向くため、磁場と相互作用しない場合にはプラズマはコイルに向かう方向の速度を持つ。一方、磁場とプラズマが相互作用した場合には、プラズマ

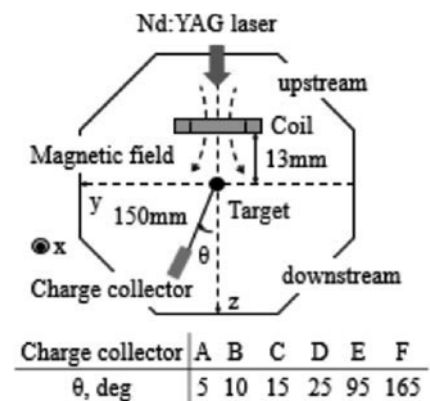


図1 イオン電流計測実験における実験体系[3]。

National Institute of Technology, Gifu College, Motosu, Gifu 501-0495, Japan

author's e-mail: edamoto@gifu-nct.ac.jp

表面に生成される反磁性電流と磁場によるローレンツ力が働き、プラズマは下流方向に加速される。

図2は、コイル軸に近い低角度域である 5° 地点におけるイオン電流について、ターゲット中心位置での磁場強度が0 Tの場合と1.1 Tの場合を比較した図である。0 Tの場合に比べ、1.1 Tの場合では大きなイオン電流が計測された。これはアブレーションプラズマが磁場によって方向を変え、また、磁気ノズル効果により低角度域に収束したものと考えられる。この実験により、磁場によるアブレーションプラズマの制御が可能であると証明され、磁場強度と下流域でのプラズマ流角度分布の関係が示された。

6.3 推力計測

レーザー核融合ロケットの推進原理である磁気スラストチャンバーによって推力が得られることを実証するため、また、投入エネルギーと推力の関係を明らかにするために、複数のエネルギースケールで推力計測実験が行われた。磁場発生源として永久磁石を用いる場合は、磁石に働く推力の直接計測が可能であったが、電磁石を用いる場合はコイル自体の振動が大きく、推力の直接計測は困難であった。永久磁石を用いた実験と、電磁石を用いた実験について、それぞれ紹介する。

6.3.1 磁気ノズル生成に永久磁石を用いた場合の推力計測

永久磁石による磁場と、レーザーアブレーションプラズマの相互作用によって発生する推力を計測するため、大阪大学EUVデータベースレーザー装置において、前野他(2011)によって推力計測実験が行われた[4]。マイクロニュートン級の力積を計測するために、図3左に示す逆振り子型の推力計測装置が開発された。ナイフエッジで支持された振り子の最上部に永久磁石が設置され、重心調整のためのカウンターウェイトおよびオイルダンパーが下部に設置される構造である。磁石にプラズマやデブリが直接衝突することによる力積の発生を防ぐため、コイル前方にはシールドが設置された。振り子の揺れはLED変位計で計測され、図3右に示す感度特性を示した。

磁場生成に棒磁石を用いたため、ソレノイドコイルのように磁石の軸上をレーザーが通過することはできず、棒磁

石の中心軸に対して斜め 45° からレーザーが照射された。計測が行われた実験体系を図4に示す。波長1064 nm、エネルギー0.5–1.5 J、パルス幅3.9 nsのNd:YAGレーザーを真空チャンバ内に導入し、直径0.5 mmのポリスチレン球に照射することでプラズマが生成された。

実験により計測された推力特性を図5に示す。エラーバー付きの点で示されたデータはレーザーのパルス幅が3 nsの場合に0.5–0.8 J、9 nsの場合に0.7–1.5 Jのエネルギーを照射した際の力積を示す。線で示されたデータは、力積がプラズマ質量とイオン音速の積で決定され、全てのプラズマが磁場により方向を変え、推力を生成したと仮定した場合の理論値である。レーザーのパルス幅が長い場合に力積が大きくなっており、理論値と一致する傾向を示している。この結果より、磁気スラストチャンバーによる推力生成が実証された。

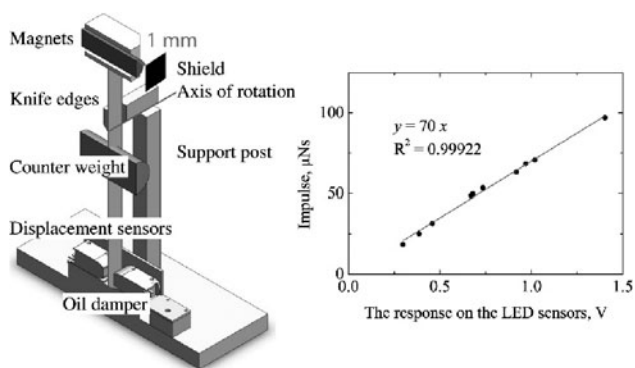


図3 逆振り子式推力計測装置およびその較正值[4]。

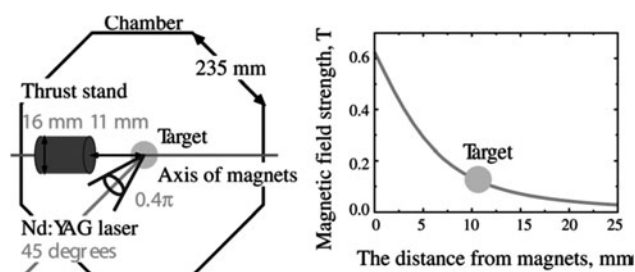


図4 磁場生成に永久磁石を用いた推力計測実験における実験体系[4]。

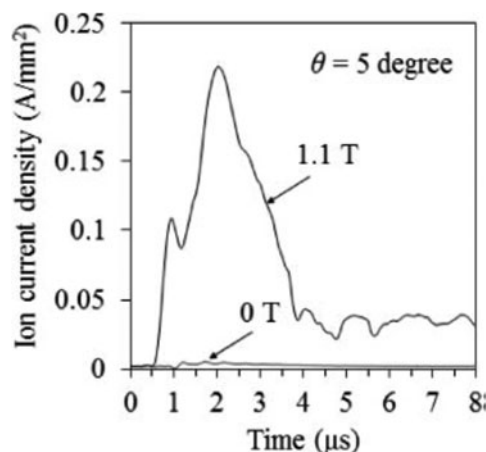


図2 ソレノイドコイル軸から 5° の地点におけるイオン電流の時間変化[3]。

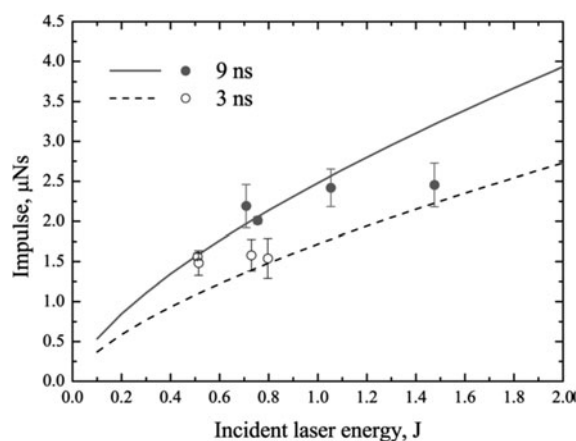


図5 磁場生成に永久磁石を用いた推力計測実験におけるレーザーパラメータと力積の関係[4]。

さらに、大阪大学激光 XII 号を用いた数十ジュールから数百ジュールのエネルギー域での推力計測も行われた[5]。ここでは、力積のレーザー波長依存性についても調査された。激光 XII 号の基本波である 1053 nm に対し、基本波、二倍高調波、三倍高調波の波長で実験が行われた。図 6 の直線は力積の理論値を示し、マーカーは計測値を示す。理論値は、アブレーションにより生成されたプラズマが全て磁場により方向を変え、推力を生成したものととして計算された。また、力積はプラズマ量とイオン音速の積として計算された。絶対値としては、理論値と計測値の間に数倍程度の差があるが、双方において、照射するレーザーの波長が短く、かつエネルギーが大きいほど、力積が増加する傾向を示した。

これらの結果より、大きな力積を得るためには、短い波長の高エネルギーレーザーを、長いパルス幅で照射することが望ましいと示された。

6.3.2 磁気ノズル生成に電磁石を用いた場合の推力計測

磁場生成に永久磁石を用いた場合、定常磁場の生成が可能であり、磁石自体が振動しないという利点がある。一方で、プラズマのエネルギーを大きくした際には、磁場エネルギーが相対的に小さくなり、十分にプラズマを制御することができない。そのため、模擬実験においても数 J 以上のレーザー照射でプラズマを生成する際には、電磁石を用いた高エネルギー磁場の生成が求められる。また、電磁石の場合には駆動電流によって磁場強度を制御可能であるため、複数の磁場パラメータで実験を行うことが可能となる。実機においては超伝導磁石を用いた磁場生成が想定されているため、実機の運用条件により近い条件であるともみることが出来る。

磁場生成に電磁石を用いた推力計測実験が蔵本他(2021)によって行われた[6]。実験は広島大学レーザー実験装置の Nd:YAG レーザーを用いて行われた。磁場生成に伴う電磁石自体の振動と、推力による振動を分離するため、スラストターゲットを用いて間接的に推力が計測された。

実験体系を図 7 に示す。ターゲットとなる直径 0.5 mm のカーボンロッドを中心として、レーザー上流側 10 mm

(コイルのターゲット側端面)にソレノイドコイル、下流側 10 mm にスラストターゲットが設置された。波長 1064 nm, エネルギー 2.3 J, パルス幅 3 ns の Nd:YAG レーザーをカーボンロッド先端に照射することでアブレーションプラズマが生成され、同時にキャパシタバンク[7]によって駆動されるソレノイドコイルを用いてサブミリ秒程度の準定常磁場が生成された。磁場によって方向を変えたプラズマが推力に寄与するため、下流方向に到来したプラズマがアクリル製スラストターゲットに衝突した際の力積を計測した。レーザー変位計によってスラストターゲットの変位量が計測され、既知の力積による校正曲線との比較によって計測値が算出される。

プラズマエネルギー E_p に対する磁場エネルギー E_b の比と、スラストターゲットにより計測された力積の関係を図 8 に示す。永久磁石を用いた EUV データベースレーザー装置での実験に比べ、レーザーエネルギーは数倍程度であったが、計測された力積は数十倍の値を示している。プラズマエネルギーに対する磁場エネルギーの増加にしたがって、計測された力積の値も増加しており、プラズマと磁場の相互作用によって推力が生成されたものと考えられる。アブレーションプラズマの質量や速度がレーザーおよびターゲットのみで決定されると考えた場合、磁場エネルギーの増加に伴う推力の増大は一定程度で飽和すると考えられるが、この実験においては線形に近い関係を示した。磁場エネルギーをさらに増加させることによって、力積の増大が可能であると考えられる。

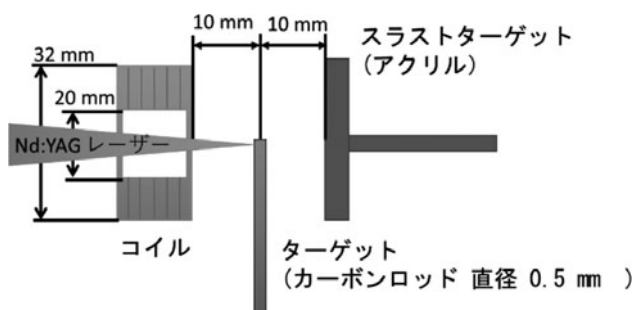


図 7 磁場生成に電磁石を用いた推力計測実験における実験体系 [6]。

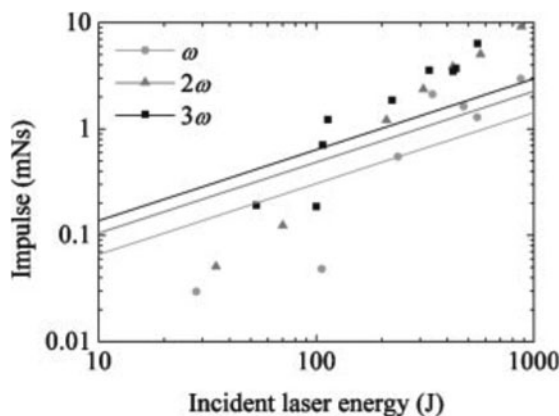


図 6 磁場生成に永久磁石を用いた推力計測実験における力積の波長およびエネルギー依存性[5]。

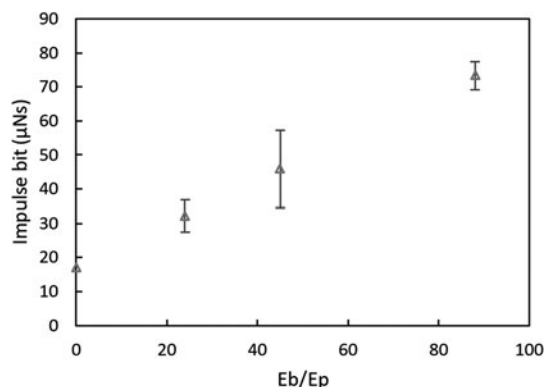


図 8 磁場生成に電磁石を用いた推力計測実験における磁場エネルギー／プラズマエネルギーと力積の関係[6]。

6.4 プラズマパラメータの非接触計測

磁気スラストチャンバー内でのプラズマ構造を計測するために、川島他 (2016) による自発光計測[8]や、森田他 (2016) による干渉計測[9]が行われた。また、プラズマ温度および密度を計測するために、板谷他 (2018) によってプラズマのトムソン散乱計測が行われた[10]。ここでは、干渉計測によって計測された磁気スラストチャンバー内でのプラズマ構造について述べる。

図9に実験体系を示す。これまでに紹介した電磁石を用いた実験と同様に、ソレノイドコイルの中をレーザーが通過し、直径0.5 mmのポリスチレンターゲットに照射される。ターゲットからレーザー上流方向に18 mm (コイル軸方向の中心) の位置にソレノイドコイルが設置された。

EUVデータベースレーザー装置と激光XII号の双方で実験が行われた。EUVデータベースレーザー装置での実験においては、レーザーエネルギー約6 J、パルス幅約9 ns、ターゲット位置での磁場強度0.2 T、磁場エネルギー8.2 Jであった。激光XII号での実験においては、レーザーエネルギー約600 J、パルス幅約1.3 ns、ターゲット位置での磁場強度1.1 T、磁場エネルギー190 Jであった。

図10に、干渉計測結果から得られた密度構造を示す。レーザー照射タイミングから200 ns後の構造であり、初期のターゲット中心位置を $(z, r) = (0, 0)$ と定義する。レーザー上流方向が z 軸マイナス、下流方向が z 軸プラスである。 z 軸に対称な構造であると仮定した逆アーベル変換によって、干渉計測の位相変化から密度が算出された。図10

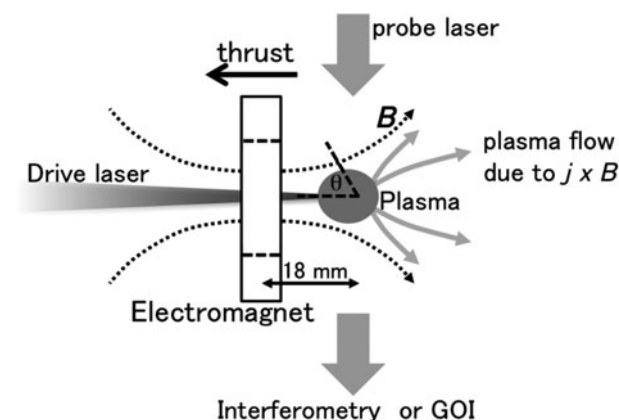


図9 干渉計測を用いたプラズマ密度構造計測における実験体系[9]。

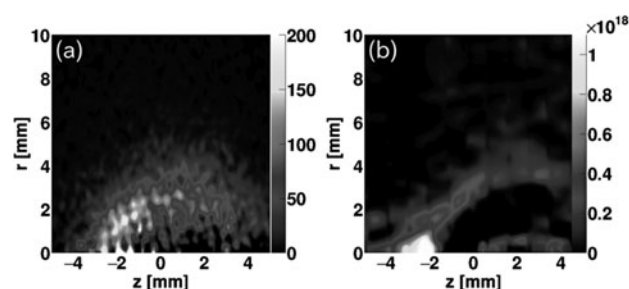


図10 干渉計測を用いたプラズマ密度構造計測結果：(a) レーザーエネルギー約6 J、磁場エネルギー8.2 J (b)：レーザーエネルギー約600 J、磁場エネルギー190 J[9]。

(a)はEUV実験の結果を示し、カラーバーの単位は相対値である。図10(b)は激光XII号実験の結果を示し、カラーバーの単位は cm^{-3} である。どちらの実験においても、プラズマがシェル状の構造を形成した。これは外部磁場を圧縮する方向にプラズマが膨張し、プラズマの圧力と、圧縮された磁場圧が均衡する領域においてプラズマがせき止められたことで、高密度な領域が形成されたものと考えられる。

入射レーザーエネルギーが100倍増加した場合においても、磁場エネルギーを23倍程度増加させることによって、類似したプラズマ構造が形成されることが明らかとなった。これはプラズマ構造がレーザーエネルギー (プラズマエネルギー) と磁場エネルギーの比によって決定されることを示唆する。すなわち、核融合反応をエネルギー源として生成される高エネルギープラズマの挙動を予測するにあたり、レーザーアブレーションプラズマを用いた比較的低エネルギーでの実験が有用であると示された。

ただし、実験において類似した構造が見られた場合の入射レーザーエネルギーと磁場エネルギーの変化率は1:1ではなかった。線形な関係ではないと考えられ、レーザーエネルギーの吸収率も含めた、より詳細な検証が必要である。

6.5 シミュレーションと実験の比較検証

第5章で述べられたシミュレーション手法の妥当性について検証するために、町田他 (2020) によって、実験結果との比較が行われた[11]。実験データには6.3.2で述べた、広島大学レーザー実験装置において行われた推力計測実験の結果を用いた。シミュレーションでは実験と同等の初期パラメータで計算が行われた。

図11に、力積についての実験とシミュレーションの比較を示す。 v_{cut} は、輻射流体コードからハイブリッドコードへデータを受け渡す際に行われる低速領域除去の基準値である。 $v_{\text{cut}} = 5 \text{ km/s}$ の場合、5 km/s以下の領域が除去されたことを示す。横軸 r_E は磁場エネルギーをプラズマエネルギーで割った値であり、0は磁場を印加していないことを示す。比較結果としては、全ての r_E 値において実験がシ

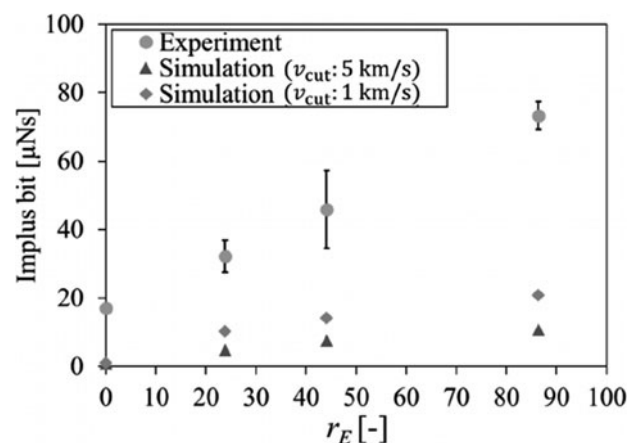


図11 同一条件でのシミュレーションと実験における力積の比較[6]。

ミュレーションを大きく上回った。この差の要因としては、シミュレーション側の原因と実験側の原因の両面から複数の可能性が指摘された。

シミュレーション側の原因としては、輻射流体コードからハイブリッドコードへ受け渡す際に、低速領域のプラズマおよび全ての熱エネルギーが失われている点が考えられる。低速領域のプラズマについては、ハイブリッドコードでの計算コストの制約上、扱える超粒子が 10^7 個程度となっていることに由来する。中実球や中実ロッドのターゲットを用いた場合、ターゲット中心部の高密度・低速領域と、アブレーションプラズマの低密度・高速領域が同時に存在する。そのため、均等に超粒子を割り振った場合に中心部にのみ超粒子が配置され、周辺のアブレーションプラズマが無視される。これを回避するために低速領域を無視し、高速領域のみに焦点を当てたが、 v_{cut} の値を小さくすると計算される力積の値が増加することが示された。熱エネルギーについては、ハイブリッドコードにおいて温度を無視した計算となっていることによるものである。輻射流体コードからハイブリッドコードへの受け渡し時において、プラズマの全エネルギーのうち約4割を熱エネルギーが占めており、このエネルギーロスによって最終的な力積が過小評価されている可能性がある。

これらの問題を解決するために、重みの異なる複数種の超粒子を用いることが提案された。プラズマは膨張に伴い密度が低下すると考えられるため、計算途中での超粒子の分裂を含めた柔軟な超粒子配置が実現すれば、より忠実にプラズマを再現できる可能性がある。また、熱エネルギーの問題については、プラズマが十分に冷えるまで輻射流体コードで計算する方法と、ハイブリッドコードに温度を導入する方法が考えられる。現状の計算コストから考えると、輻射流体コードでマイクロ秒の計算を行うことは現実的でなく、ハイブリッドコードに温度を導入することが望ましいと考えられる。

また、輻射流体コードがオイラーコードであることに由来する問題として、背景ガスによるプラズマの減速があげられる。実験では周囲圧力は十分に低いが、輻射流体コードではターゲット初期密度に比べ 1.2×10^{-6} の質量密度を持つ背景ガスが配置された。また、計算過程においてこのガス中を衝撃波が通過することで、さらに密度が増加する。実験に比べて高密度な背景ガスが存在することによりプラズマの膨張が減速され、力積の減少につながっている可能性がある。この問題を解決するためには、輻射流体コードをラグランジュコードに改良する必要があるが、この改良にはある程度の時間が必要であると考えられる。

実験側の原因としては、ターゲット由来のプラズマから

の輻射によりスラストターゲット表面がプラズマ化することで、力積が過大評価された可能性が指摘された。また、荷電粒子がスラストターゲット表面で弾性反射することにより、スラストターゲットに与えられる運動量が過大評価された可能性についても指摘された。

スラストターゲットのプラズマ化については、高エネルギープラズマを用いた場合には不可避であり、プラズマ化されづらい材料を用いる対処しか存在しない。本質的な解決を試みる場合には、ターゲットによる間接計測ではなく、コイルに働く推力を直接計測する手法の開発が望ましいと考えられる。スラストターゲット上での荷電粒子の反射については、スラストターゲットの形を工夫し、内部で複数回反射させ運動量を失わせる対策が考えられる。

実験とシミュレーションの両面から改良を行うことにより、実際の推力を正確に見積もることが可能になると考えられる。

6.6 まとめ

磁気スラストチャンバーによる推力発生については、永久磁石を用いた実験によって実証に成功した。一方で、電磁石を用いた場合の推力計測については実験とシミュレーションの両方に課題があり、正確な値を求めることはできていない。

今後、実験の改良とシミュレーションの改良の双方が求められる。その過程で、干渉計測やトムソン散乱、チャージコレクタを用いた、プラズマの温度や密度等の詳細な計測も重要になると考えられる。

参考文献

- [1] C.D. Orth, Lawrence Livermore National Laboratory, Final Systems Report UCRL-TR-110500 (2003).
- [2] Y. Nagamine and H. Nakashima, Fusion Technol. **35**, 62 (1999).
- [3] N. Saito *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **57**, 050303 (2018).
- [4] A. Maeno *et al.*, Appl. Phys. Lett. **99**, 071501 (2011).
- [5] A. Maeno *et al.*, Trans. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci. **56**, 170 (2013).
- [6] 蔵本英祐 他：令和2年度宇宙輸送シンポジウム, STEP-2020-003 (2021).
- [7] M. Edamoto *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **89**, 9, 094706 (2018).
- [8] R. Kawashima *et al.*, Plasma Fusion Res. **11**, 3406012 (2016).
- [9] T. Morita *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **717**, 012071 (2016).
- [10] Y. Itadani *et al.*, Plasma Fusion Res. **13**, 1306016 (2018).
- [11] 町田貴大 他：第64回宇宙科学技術連合講演会, 2M04 (2020).



小特集 レーザー核融合ロケットの原理実証研究

7. まとめと今後の展望

7. Summary

中島 秀紀

NAKASHIMA Hideki

九州大学名誉教授

(原稿受付：2021年6月20日)

今回の小特集において、我々のレーザー核融合ロケットの研究現状について紹介させていただいた。2, 3章において概念設計例について触れたが、もちろん、まだ最適化されてものではなく、今後設計を繰り返し、一貫性のとれたものにすることが必要である。少なくともイメージは掴んでもらえると思う。4章では、地上用炉との比較で、核融合炉心、それと推進剤との相互作用について議論いただいた。地上用とロケット用、共通するものが多いと思われる。5章では、推進性能の評価のためのシミュレーションの現状について紹介されたが、核融合プラズマ生成、推進剤のプラズマ化、その磁場下での挙動解析と、輻射輸送、原子分子過程、磁場との相互作用となかなか手強い。真空境界を取り扱えるMHDコードを使用すれば、少しは計算が合理化できるのかもしれない。レーザー核融合ロケットを机上の空論にしないために、推力発生実験にも取り組んでいるが(6章)、推力測定用に実験装置が設計されているわけではないので、推力測定装置を置くスペースが無いなど、苦勞することが多い。特に激光XII号では、この研究のためにシェルターゲットの内面照射に挑んだが、推力測定は上手くいっておらず、今後の検討が必要である。

さて、概念設計の役割は、problem solverでなく problem finderであると、昔、何処かで読んだことがある。概念設計を通じて、今後の実用化のために、課題を発見・整理し、その課題を解決するための研究方策を提出できれば、目的をある程度達成したのであろう。やはり、本研究の課題は何と言っても、innovative ideaが、なかなか、そう簡単に出てこないことである。特に、炉心・pellet/targetに関してである。ここにinnovativeなものがないと、簡単にロケットの質量が大きくなり、魅力的なものでなくなり、他の方式、核熱ロケットなどと、なかなか競合ができない。本設計では、高速点火方式が初めて推進用に採用されたが、性能向上・確立のためにもう一段の工夫を期待したい。ここは、特に若い研究者に今後は非頑張ってもらいたい。ユニークで、コンパクトなロケットを提案してほしい。

本研究では、他の主要なコンポーネントであるレーザーには、半導体励起固体レーザーを、そして磁気ノズルのコ

イルシールドには、超臨界メタン冷却B₄C層を提案し、初めて詳細に検討した。今後は、エネルギー回収系など他のコンポーネントをもっと具体的に検討して行く必要がある。筆者(中島)は、相次ぐ原発事故で傷ついた原子力への夢を取り戻すべく、30年前に設計研究を開始し、約10年前に皆と出会い、激光XII号でも推力の実験ができるようになった。今回民間の企業の方に、核融合ロケットに興味を持っていただき、一緒に共同作業を行い、知識・認識の共有化をできるようになったことは、非常に幸運であった。そして、これを機会に、設計のためのネットワークができたのも良かった。それにしても、Hydeなどの先行研究[1]は、1970年代に行われているが、しっかりと検討されていて、本研究で、大変参考になった。また残念ながら、大きく概念を変えるところまではいかなかった。改めて設計の難しさがわかった。

磁場閉じ込め方式を含めて、米国ではなんとか予算がついて、継続して核融合ロケットの研究が続けられている。特に、ideaを持った民間企業の参入も活発である。一方の科学大国、中国からの情報は、入ってこない。すでに研究は行っているが、成果を出さないのであろうか。いずれ、国際共同研究が提唱されるであろうが、日本ももちろん参加し、主導的な役割を果たしてもらいたい。それまでに、設計力、宇宙の技術力をさらに磨いて、そして斬新なideaをもちこんで、国際共同研究に寄与できる力を蓄積してほしい。

また、米国ならではの話だが、1950年代から、推力に原爆・水爆を用いる研究も絶えず続けられている。軍事技術を民間へ応用というところであろう。爆発の技術は完成しているのが売りであるが、そのままでは、爆発のエネルギーが大きすぎ、それを受ける推力装置の設計がポイントである。ここでは、いかに爆発力を小さくして、manageableにするのが大切で、我々の方式と逆の難しさがある。我々は、いかにして核融合ゲイン、すなわち核融合出力を大きくするのかに、苦勞しているのだが。日本でもブルトニウムが余っているのだから、それらを使用して、世界中の核物質を減少させることには、幾分か役に立つかもしれ

ない。しかし、爆発ごとに放射性物質が飛散し、機体が汚染されたりしないのか。汚染されたら、メンテナンスのためにも近づけない。汚染された機体でどこに寄港するのか、など解決すべき課題がある。

しかしともかく、先に述べられているが、米国では2035年をめどに、パルス型の核融合・核分裂ハイブリッドロケットなど[2,3]の実証が検討されている。今まで蓄積されたレーザー核融合ロケットの技術・概念と共通するところが多く、意外に早く、磁気ノズルなどの今までの知見が大いに役立つことが期待される。我々のグループも上記の米国のグループとの共同研究を、磁気ノズルを中心に具体的に進めつつある。関心のある方は、是非連絡いただければ、幸いです。

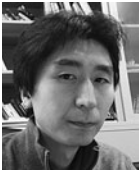
最後に、本研究に参加いただき、いろんな面でご協力いただいた方々に、心より感謝いたします。

追記：本誌、8月号の佐野孝好氏の解説「定在ホイッスラー波による高速イオン加熱と核融合科学への応用」[4]を拝見しました。今後とも、このような、斬新なアイデアが出てきて、核融合ロケットの実現化を促進することを期待します。

参考文献

- [1] R. Hyde *et al.*, Prospects for rocket propulsion with laser-induced fusion microexplosions, AIAA Paper No. 72-1063 (1972).
- [2] R. Adams *et al.*, Developing the Pulsed Fission-Fusion (PuFF) engine, AIAA Paper No. 2014-3520 (2014).
- [3] A. Pancotti *et al.*, Mission design architecture for the Fusion Driven Rocket, AIAA Paper No. 2012-4113 (2012).
- [4] 佐野孝好：プラズマ・核融合学会誌 **97**, 427 (2021).

小特集執筆者紹介



もり た ち
森 田 太 智

2011年大阪大学大学院宇宙地球科学専攻博士後期課程修了。博士（理学）。日本学術振興会特別研究員，米国ローレンスリバモア国立研究所客員研究員，大阪大学レーザー科学研究所特任研究員を経て，2014年6月より九州大学大学院総合理工学研究院助教。レーザー核融合ロケットの原理実証研究，高エネルギープラズマを用いた宇宙推進システムの研究，高出力レーザー生成プラズマを用いた宇宙プラズマ現象の研究に加え，プラズマ計測等の研究を進めている。



い せ とし ゆき
伊 勢 俊 之

(株)IHI エアロスペース。2013年東京大学大学院・修了。新型イプシロンロケット開発のシステム設計を担当するとともに，将来の革新的推進システム実現をめざして，研究・コミュニティ拡大を進めています。ご興味がある方は是非ご連絡ください。仕事と1歳になる息子の子育てと趣味のヴァイオリンを両立できる体力が欲しく，日々奮闘中。



もり よし たか
森 芳 孝

光産業創成大学院大学 光エネルギー分野 准教授。超高強度レーザーを活用した量子ビーム加速，レーザー核融合，レーザーと物質の相互作用に関する研究に従事しています。2021年7月に，核融合エネルギーの社会実装をめざす会社EX-Fusion（えくすふゅーじょん）を共同設立しました。若い社長が掲げる高い要求に応えられるよう，日々奮闘しております。



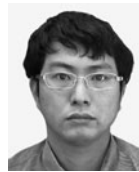
じょう ぎ とも ゆき
城 崎 知 至

広島大学 大学院先進理工系研究科 機械工学プログラム・教授。博士（工学）。核融合点火をめざして，数値シミュレーションにより高速点火レーザー核融合の加熱・核燃焼解析を行っている。最近，キロテスラ級強磁場下でのレーザープラズマ相互作用や核燃焼過程に注力。最近，娘が遊んでくれなくなり，週末朝一裏山登山で鍛え直している。でも膝が痛い。



すな はら あつし
砂 原 淳

Purdue 大学 School of Nuclear Engineering, Center for Materials Under eXtreme Environments (CMUXE), Research Scientist. 1997年大阪大学大学院工学研究科電磁エネルギー工学専攻博士後期課程修了。博士（工学）。2003年-2017年公益財団法人レーザー技術総合研究所所属。専門はレーザーアブレーションやレーザー核融合，極端紫外光源プラズマなど，プラズマの理論・数値シミュレーション。



えだ もと まさ ふみ
枝 本 雅 史

岐阜工業高等専門学校 電子制御工学科 助教。極限環境探査に興味があり，現在は地球外海洋探査に向けたロボットの開発と，高高度気球に搭載するペイロードの開発を行っています。大学院での研究とは異なる分野ですので，研究室の学生と一緒にいろいろと勉強しながら進めています。開発が進むと広い場所での実験が必要になりますので，気兼ねなく移動できる状況が一刻も早く戻ってくるよう願っています。



なか しま ひで き
中 島 秀 紀

九州大学名誉教授。1972年九州大学工学部応用原子核工学科卒業，工学博士。米国では，fission-fusion ハイブリッド・ターゲットの利用が，躊躇なく提案されている。しかし，我々は，今まで，ターゲットには，核分裂性物質を持ち込まなかった。中尾安幸氏（現九大名誉教授）との共同研究で，運動する高密度プラズマ中の中性子輸送の定式化は，終わっていたので，ハイブリッド・ターゲットに進んでも良かったが，炉本体が汚染される，核兵器技術との関連性を疑われるなどの理由で，使用するのを止めた。今となれば，心残りではあるが，もっとも，ブランケットに核分裂性物質を装架する，普通のハイブリッド炉の核特性解析は，行ったが，現在では，どうであろうか，やはり，日本では，ハイブリッド・ターゲットは，歓迎されないのか。ロケットの場合，放射性物質は，宇宙空間に放出されるので OK なのか。