

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。

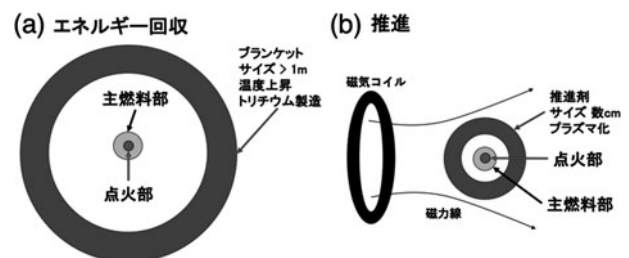


図1 炉心環境：(a)エネルギー回収炉と(b)推進。

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0.2-0.7 g cm⁻²、温度5-10 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2-5 g cm⁻²、温度で20-50 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

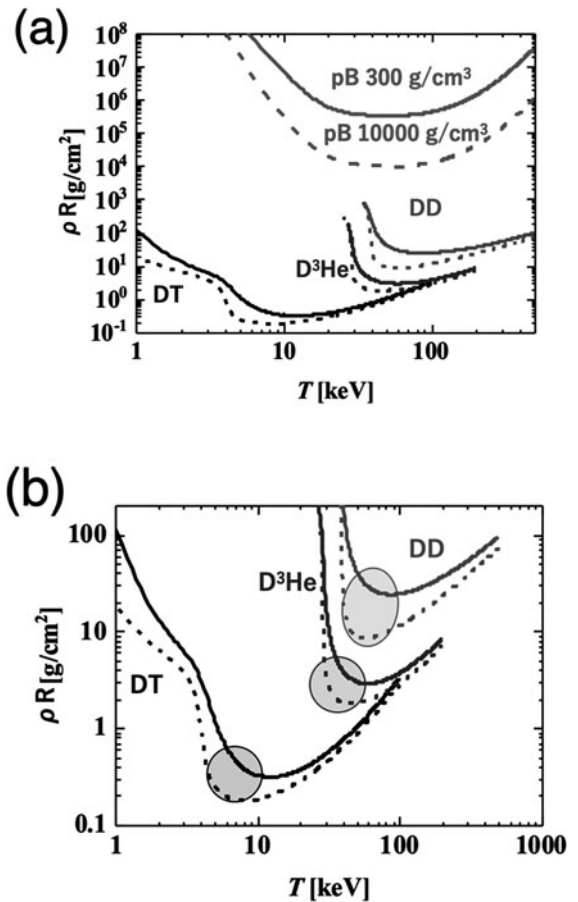


図2 様々な核融合反応に対する点火条件（面密度と燃料温度）
(a)面密度 0.1 - 10⁸ g cm⁻² (b)面密度 0.1 - 200 g cm⁻².

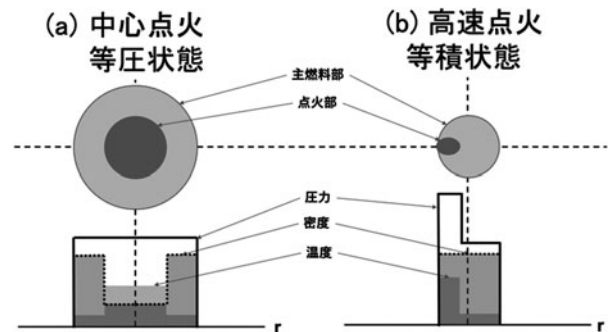


図3 爆縮燃料の密度温度分布(a)中心点火、(b)高速点火。

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。

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

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

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、アイセントローブパラメータ 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 $E_{L,imp}$ 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 $E_{L,imp}$ は

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

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、 $E_{L,heat} \sim 200$ 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 ($E_{DT} = 17.58$ MeV = 2.817×10^{-12} J) であるから、

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

となる。よって核融合利得 Q は

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

となる。 $\rho = 300, 500, 1000$ 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 $E_L = E_{L,imp} + E_{L,heat}$ 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 $\eta_{imp} = 5\%$ 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 $E_{L,heat} = 200$ 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。

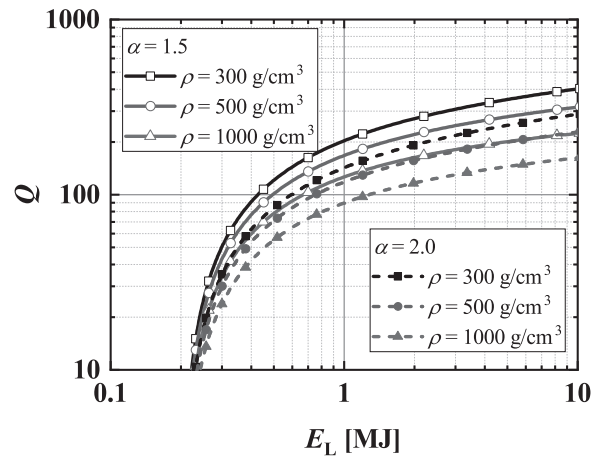


図 4 簡易モデルで評価した全レーザーエネルギー ($E_L = E_{L,imp} + E_{L,heat}$) に対する核融合利得 (Q) 依存性。加熱レーザーエネルギー $E_{L,heat} = 200$ kJ と爆縮効率 $\eta_{imp} = 5\%$ を仮定。実線がアイセントローブパラメータ $\alpha = 1.5$ 、破線は $\alpha = 2.0$ で、圧縮燃料密度 $\rho = 300, 500, 1000$ g cm^{-3} に対する結果を四角、丸、三角で示す。

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、 $M_f = 1.8$ [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 [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

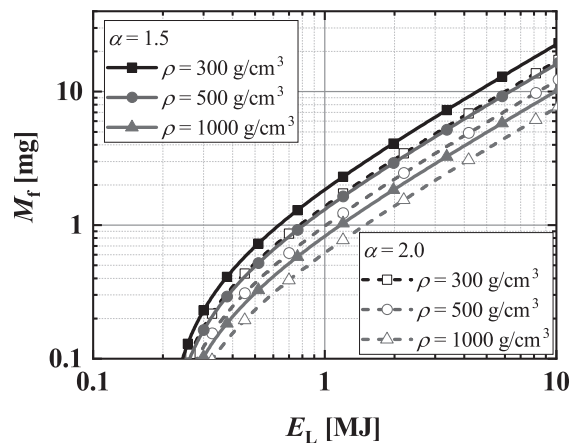


図 5 全レーザーエネルギー ($E_L = E_{L,imp} + E_{L,heat}$) に対する圧縮燃料質量 (M_f) 依存性。線種と記号は図 4 と同じ。

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 $\epsilon(x) = \epsilon_0 \exp(-x/R)$ で表される。単位長さ当たりのエネルギー付与は、 $d\epsilon(x)/dx = 1/R * \epsilon_0 \exp(-x/R)$ 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}

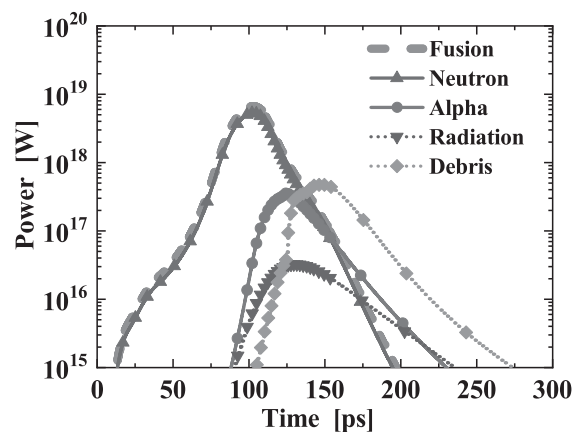


図 6 核融合出力と輻射、中性子、アルファ粒子、デブリ出力の時間発展。炉心から 0.26 mm の境界における値。

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		

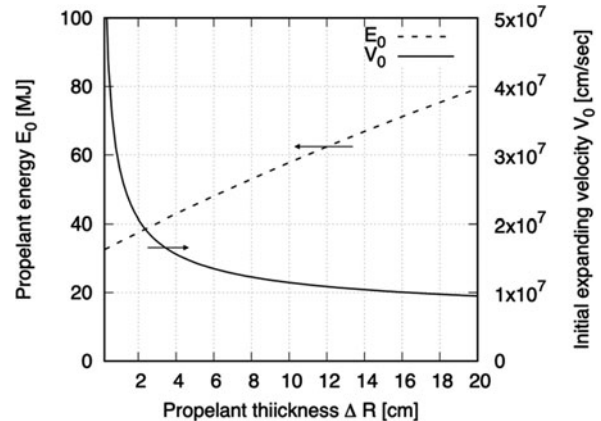


図7 推進剤厚み ΔR に対する推進剤エネルギー E_0 と初期膨張速度 V_0 の関係。

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, ここでこの解析と同様, 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、放射、中性子、荷電粒子によるエネルギー伝達が考慮された放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 次元放射流体コード 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]。放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タ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中心 & 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).