

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の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。

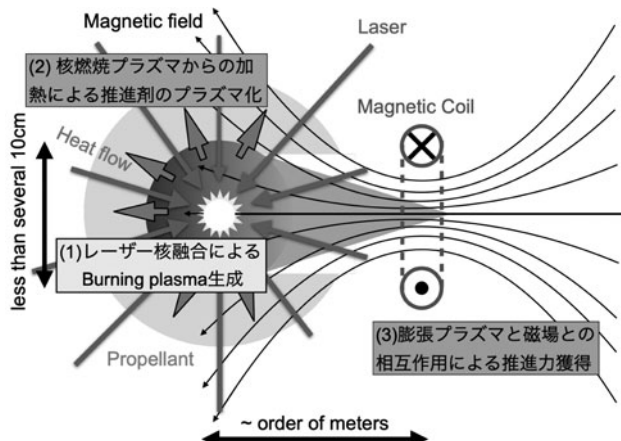


図1 レーザー核融合ロケット推進。

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, これまでにも様々な考えられてきた。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 カートesian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

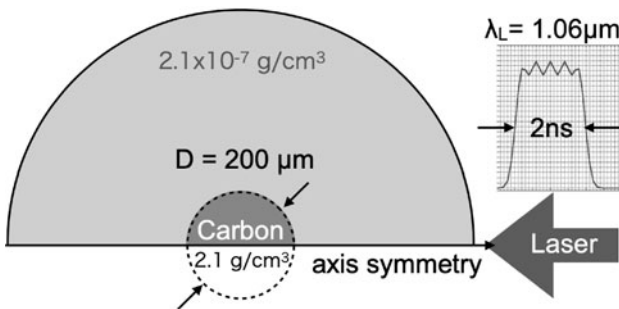


図2 輻射流体シミュレーションの初期条件。

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)

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

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

conservative variables x-directional flux

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

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 $[\frac{1}{2}\rho |v^2|]$) が更新され, 次ステップにおける値 $(\rho, \rho v, \rho e_t)^{n+1}$ 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 $\frac{1}{2}\rho |v^2|^{n+1}$ 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.

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

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 ($T = T_e = T_i$) でよければ, 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, それらを対数軸にとって, 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。

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

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

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 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 (B_{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 v_i 、イオン電流 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。

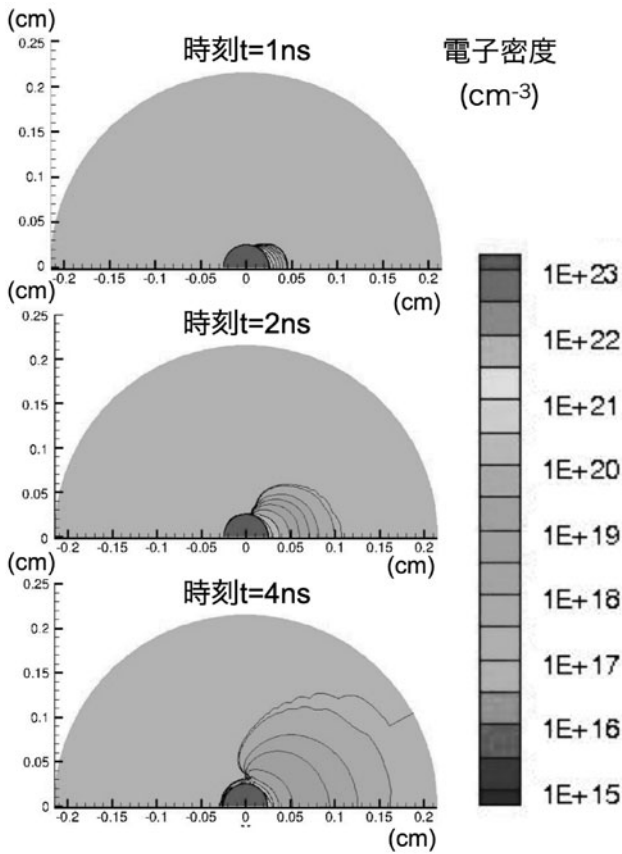


図3 電子密度の時間発展.

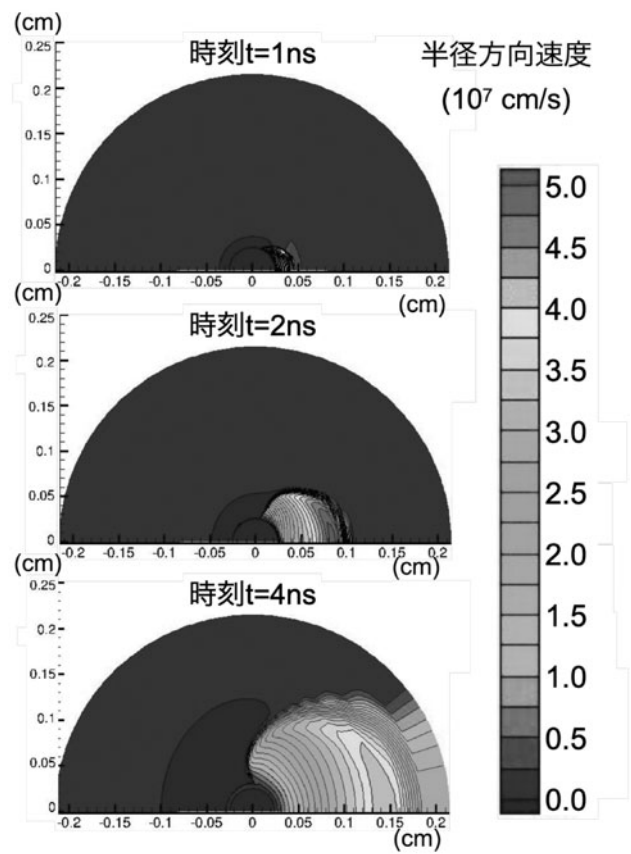


図4 半径(r)方向速度の時間発展.

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($r_E = E_B/E_D$)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

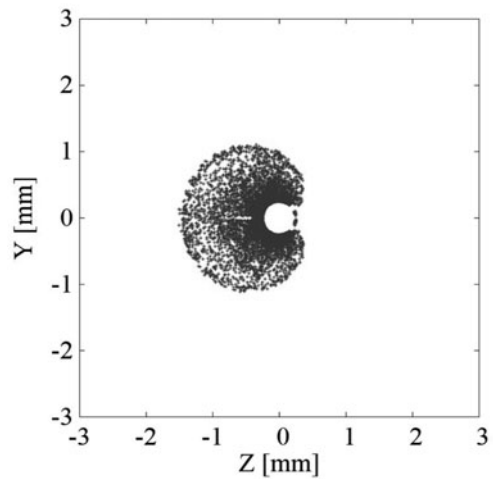


図5 輻射流体シミュレーションから得られた密度分布から変換したイオン分布を示す。初期のターゲット位置付近 $(x, y) = (0, 0)$ 付近の低速・高密度プラズマ領域のイオンは分布させていない。

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。 $t = 0.1 \mu s$ [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、 $t = 0.3 \mu s$ [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 $t > 4 \mu s$ 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

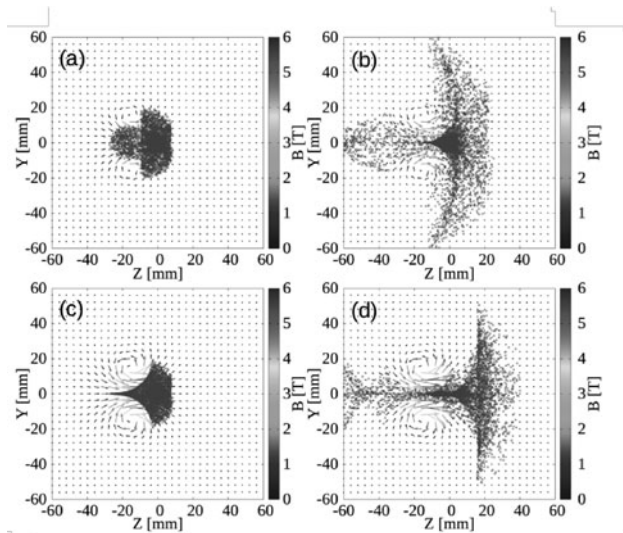


図6 ハイブリッドシミュレーションによって計算したイオン分布。プラズマエネルギーに対する磁場エネルギー $r_E = 23.8$ で(a) $t = 0.1 \mu s$ と(b) $t = 0.3 \mu s$ の場合、 $r_E = 86.4$ で(c) $t = 0.1 \mu s$ と(d) $t = 0.3 \mu s$ の場合の結果を示す。

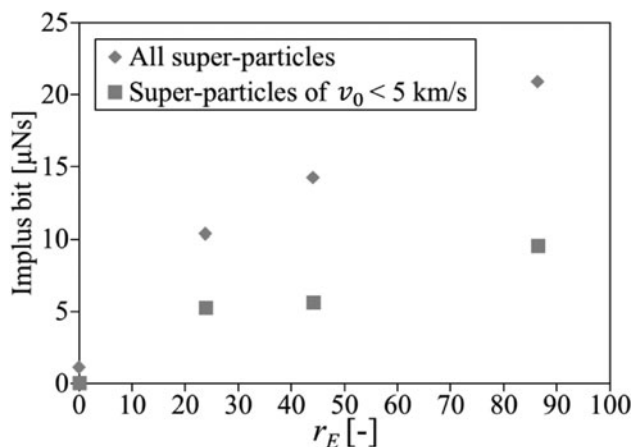


図7 ハイブリッドシミュレーションの初期条件に用いたイオン分布において、低速イオン ($v_0 < 5 \text{ km/s}$) を除いた場合と、全速度分布をイオンに変換した場合それぞれについて、得られた運動量の計算結果を、プラズマエネルギーに対する磁場エネルギーの比の関数として表した。

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り、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).