



ISSN 1349-1113
JAXA-RR-05-014

宇宙航空研究開発機構研究開発報告

JAXA Research and Development Report

磁気プラズマセイルの推力発生メカニズムの解明

船木 一幸・山川 宏 編

2006年 1月

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

目 次

序 文	船木 一幸・山川 宏
太陽風を利用した推進システムの推力発生メカニズムについて	西田 浩之・小川 博之 船木 一幸・稲谷 芳文1
磁気プラズマセイルの3次元MHD解析	永田 靖典・大津 広敬9
3次元ハイブリッドコードを用いた磁気プラズマセイルの数値解析	梶村 好宏・篠原 大介 野田 賢治・中島 秀紀17
Thrust Performance Assessment of Sub-scale Magnetic Sails by Particle Method	Kazuhisa FUJITA25
磁気セイルの推進力の見積もりと性能向上のためのオプション	秋田大輔・鈴木宏二郎35
Design and Initial Operation of an Experimental Simulator of Magnetic Sail	Ikkoh FUNAKI, Hidenori KOJIMA, Kyoichiro TOKI, Yukio SHIMIZU, Yoshinori NAKAYAMA, Hiroshi YAMAKAWA, Suetsugu SHINOHARA43
Orbital Dynamics of Magnetoplasma Sail	Hiroshi YAMAKAWA51
小型磁気セイル飛行実験の検討	船木 一幸・山川 宏57

序 文

地球磁気圏を逃れて惑星間空間へ出ると、高速のプラズマ流である太陽風が吹き荒れている。この太陽風を宇宙機のつくる人工的な磁場で受け止める事ができれば、太陽風の運動エネルギーをもとに宇宙機の推進力を得る事ができる。こうしたシステムは、磁場を帆（セイル）として太陽風を受けとめる様子から磁気セイルと呼ばれているが、未完の宇宙推進システムである。太陽風を利用した未知の推進システムをJAXAと国内の大学が共同して進める「磁気プラズマセイル研究会」が結成されて、3年目を迎えた。昨年、Magnetoplasma Sail (MPS) 小研究会では、磁気セイルの問題を集中的に議論し、その有用性を確認した。

磁気セイルによって宇宙機に必要な推進力を得るためには、非常に大きな電磁石が必要だが、宇宙機に搭載可能な超電導磁石のサイズと性能には限界がある。このため、電磁石の作る磁場（帆）をプラズマ噴射によって大きく広げて推進力を得る磁気プラズマセイル（MPS）がWinglee博士によって考案された。現在、このMPSのMHD解析をはじめ、各種粒子シミュレーション、地上実験、要素技術の開発、システム設計など、関連する研究分野は一気に広がったが、こうした全ての分野を統括してMPSの成立性と臨界性能を判断する必要があり、研究は一層難しくなったと言えよう。帆を膨らませるためのエネルギーと比較して太陽風に押されるエネルギーがはるかに大きい場合、MPSのエネルギー効率是非常に高くなり、単位電力あたりの推進力は従来のイオンエンジンより1桁も大きくなる。従って、もしもMPSが実現すれば、木星や土星などの外惑星到着に必要な時間が大幅に短縮されるだけでなく、太陽系外へのミッションも夢では無くなる。本報告書は、2005年8月に実施したMPS小研究会で議論された数々の課題（物理的な原理から工学的な課題まで）を整理したものである。MPSの性能臨界を把握して、深宇宙探査機への適合性を評価するには未だ暫く時間が必要であるが、MPS研究の現状と克服すべき課題、そして今後の展望をまとめた。

宇宙科学研究本部
船木一幸・山川宏

太陽風を利用した推進システムの推力発生メカニズムについて

西田 浩之*・小川 博之**・船木 一幸**・稲谷 芳文**

Thrust Generation Mechanism of Propulsion Systems Making Use of the Solar Wind

Hiroyuki NISHIDA*, Hiroyuki OGAWA**, Ikkoh FUNAKI** and Yoshifumi INATANI**

Abstract : For the last few years, several deep space propulsion systems making use of the energy of the solar wind have been proposed and researched. Thrust production mechanisms of these propulsion systems, however, have not been understood well, hence they are now intensively studied in the United State and in Japan. In this paper, the thrust characteristics of the Magnetic Sail, which is considered as one of the simplest system in these propulsion systems, are quantitatively obtained by numerical simulations, which successfully revealed the momentum transferring process from the solar wind to the coil of the Magnetic Sail. Also, other propulsion systems making use of the solar wind are introduced in comparison with the Magnetic Sail, so as to reveal the unknown physics and the applicability to deep space missions.

Keywords : Propulsion system, Solar Wind, Thrust generation mechanism

概 要

深宇宙探査に適した推進システムとして、太陽風のエネルギーを利用した推進システムがいくつか提案され研究されているが、これらの推進システムの多くについては推力の定量的な評価がなされておらず、発生メカニズムの理解が不十分である。本稿では、これら推進システムのうち最もシンプルなシステムである磁気セイルの推力特性について数値解析を行ない、推力発生メカニズムを明らかにした。この磁気セイルおよび磁気セイルと類似した新しい推進システムの研究状況を合わせて報告し、これら太陽風を利用した推進システムの将来展望を探る。

* Department of Aeronautics and Astronautics, University of Tokyo

** ISAS/JAXA

1. はじめに

太陽系外縁部やさらにその外側の領域への深宇宙探査に適した推進システムとして、太陽風の運動量（圧力）を利用した推進システムがいくつか提案され、研究が行われている。Magnetic Sail [9] , Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion (M₂P₂) [8] , The Plasma Magnet [5] , Electrostatic Solar Wind Propulsion System [2] などがそうである。ここでElectrostatic Solar Wind Propulsion Systemは、宇宙機を高電圧に帯電させることで生じる電場により太陽風粒子の軌道を湾曲させその反発力で推進する。この推進システムは非常にシンプルなコンセプトであり推進原理も明解である。一方、Magnetic Sail, M₂P₂, The Plasma Magnetなどは一般にElectromagnetic Sail (EM Sail) [6] と呼ばれ、宇宙機の周囲に展開した磁場により太陽風の運動量（圧力）を受け止め推進力とする。それぞれのシステムの違いは、磁場展開方法による。しかしながらこれらのEM Sailの推力発生プロセスは複雑な電磁学的干渉によっており、その詳細はよく知られていない。

本稿では、EM Sailのうち最もシンプルな磁気セイル（Magnetic Sail）の推力発生メカニズムと推進特性について述べる。また、磁気セイルの発展形とも言えるその他の太陽風を利用した推進システムについて紹介し、これらシステムの推力発生原理と問題点を概説する。

2. Magnetic Sail

磁気セイル（Magnetic Sail）はZubrinらによって最初に提案された最もシンプルなEM Sailである [9]。宇宙機の周囲に展開された巨大な超伝導コイルに電流を流し、太陽風の圧力を受け止めるのに十分な強さを持ったダイポール磁場を広範囲に展開する（Fig.1 参照）。磁気セイルは、宇宙機を推進させるのに十分な推力を得るには直径数十 km以上の超伝導コイルを用いる必要があると見積もられ、実用するには現実的でないと考えられている。しかしながら、非常にシンプルなシステムであり、この磁気セイルの推力メカニズムを明確にすることは、その他のより実用的な（だが複雑なシステムである）EM Sailの推力メカニズムを理解する上で重要なことである。そこで我々は磁気セイルの推力メカニズムを、電磁流体力学（MHD）に基づいた数値解析により検証した。また磁気セイルの迎角に対する推進特性（推力ベクトル、トルク）について定量化も行った。

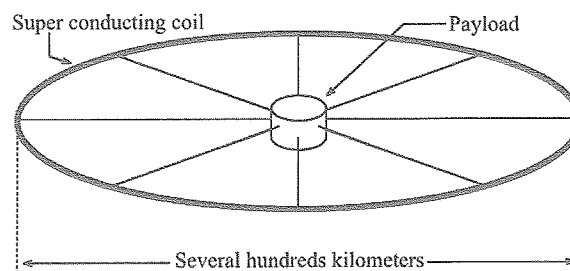


Fig.1 磁気セイル (Magnetic Sail) .

2.1. 解析手法

支配方程式には電気伝導度を無限大と仮定した1流体理想電磁流体方程式を用い、数値解法として空間2次元シミュレーションにはFlux-Corrected Transport法 [3] を、空間3次元シミュレーションには8-wave formulation [6] を適用したTVD Lax-Friedrich法 [1] を用いた。TVD Lax-Friedrich法の高次精度化にはMUSCL法を用い、制限関数にはMINMOD Limiterを使用した。

2.2. 計算モデル及び計算条件

シミュレーションは、空間2次元及び空間3次元において行う。空間2次元シミュレーションにおいては長方形型の計算領域を定義し、原点に計算平面に対して垂直な方向に逆方向に電流が流れる無限に長い2本の電線を設置し、磁気セイルを模擬する。一方、空間3次元シミュレーションにおいては直方体型の計算領域を定義し、原点にコイル（環電流）を設置する。太陽風を計算開始時より一方の境界面から流し始め、定常状態になるまで計算を行う。電流による磁場の初期条件として、磁場の強い領域では一定圧力・一定Alfven速さのプラズマで、弱い領域では一定圧力・一定密度のプラズマで満たした。境界条件としては、太陽風流入境界においては太陽風のパラメータで固定し、それ以外の境界には流出条件を与えた。またコイル・電線側の境界はコイル・電線から一定距離内の物理量を固定することにより与えた。計算パラメータをTable 1に示す。ここでAttack angle（迎角）は太陽風流れ方向とコイル面との間の角度で定義する。ただし、ここで示されているパラメータはすべて無次元量である。無次元化のため、代表長 L_0 =コイル半径、代表磁束密度 $B_0=2 \times 10^{-8}$ [T]、代表密度 $\rho_0=1.67 \times 10^{-21}$ [kg/m³]の3つを基準無次元化パラメータとして、代表流速 $v_0=B_0/(\mu_0 \rho_0)^{1/2}=436.2$ [km/sec]、代表圧力 $p_0=\rho_0 v_0^2=3.18 \times 10^{-10}$ [Pa]、代表電流 $J_0=B_0/\mu_0 L_0=2.5 \times 10^{-9}$ [A/m²]を定義しており、 μ_0 は真空中での透磁率である。コイル半径のサイズを含めた有次元量については後に議論する。

Table.1 無次元計算パラメータ（ただし、()内は対応する有次元量）。

Solar Wind velocity	0.917 (400km/sec)	
Solar Wind pressure	8.7×10^{-2} (20eV)	
Solar Wind density	5.0 (5mi $\times 10^6$ kg/m ³)	
Coil Current	2次元： 1.2×10^{12}	3次元： 9.6×10^{12}
Attack angles	0~90 degrees	

2.3. 磁気セイルの推力メカニズム

太陽風と磁場が電磁流体近似の成り立つスケールで干渉しあう場合、磁気セイル周りの流れ場は地球磁気圏周りの流れ場によく似たものになる。Figure 2のシミュレーション結果から、磁気セイル周囲には磁場の領域である磁気圏が形成され、太陽風は磁気圏周囲を流れ磁気圏内部には流れ込まないことが分かる。磁気圏上流にはBow shockが形成され、太陽風の流れはBow shockにより圧縮・湾曲され磁気圏境界面上に圧力分布を形成する。

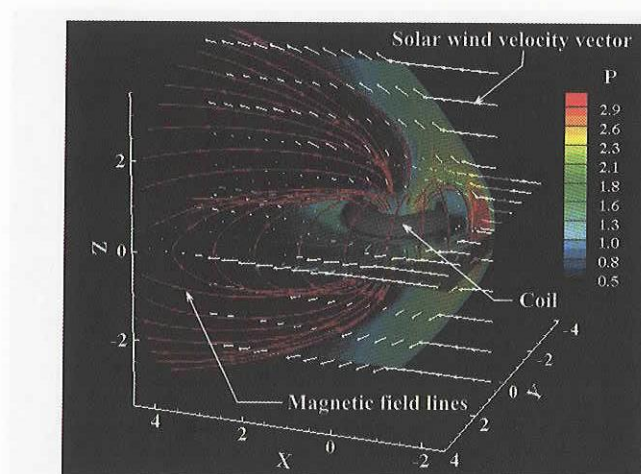


Fig.2 磁気セイル周りの流れ場（空間3次元シミュレーション）。

磁気セイルは太陽風の運動量（圧力）を、自身の磁場を介した電磁力的相互作用により受け取り推力とする。このプロセスを検証するため、プラズマ・磁場干渉中に含まれる力のやり取り（作用反作用）を確かめた。すなわち、太陽風が磁場から受けている力（太陽風の運動量変化：F1）、磁気圏が境界面上の太陽風圧力より受ける力（F2）、コイル電流が誘導電流から受けるLorentz力（F3）の3つの力を比較した。F1は計算領域内に流入・流出する太陽風の全運動量を積分することによって、F2は磁気圏境界面を定義しその境界面上の圧力分布を積分することによって、F3は計算領域内に流れる全誘導電流とコイルとの間に働くLorentz力を積分することにより計算した。Fig. 3に空間2次元シミュレーションにより計算したF1, F2, F3とコイルの傾き角（Coil tilt angle）の関係を示す。

Fig. 3より、3つの力が計算精度の範囲内で一致して釣り合っていることが確認できる。以上から磁気セイルは

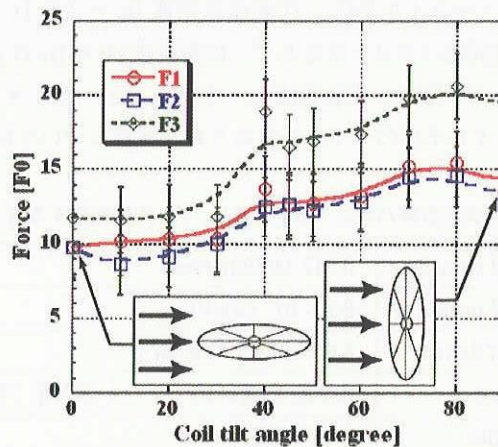


Fig.3 3つの力のバランス。

太陽風の運動量を、誘導電流を介したLorentz力により受け取り推力とすることがわかる。つまり、太陽風と干渉することで太陽風の圧力が磁場を变形して磁気圏を形成し、磁気圏を形成することで流れる誘導電流と超伝導コイル中の電流との間に働くLorentz力が磁気セイルを推進させる（Fig. 4）。

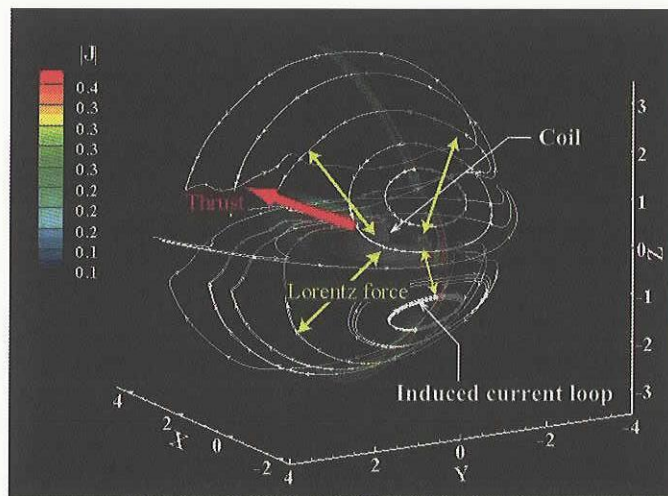


Fig.4 磁気セイルの推力メカニズム（誘導電流線図）。

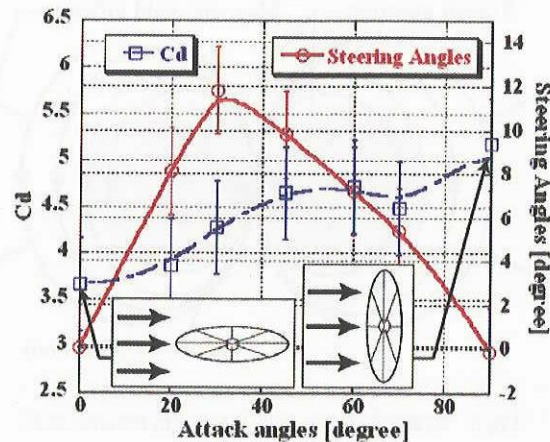


Fig.5 磁気セイルの推進特性.

2.4. 磁気セイルの推進特性

空間3次元シミュレーションにより、磁気セイルの得る推力ベクトル、トルクの定量化を行った。推力ベクトル、トルクの計算は磁気セイルが太陽風に対してさまざまな迎角 (Attack angle) をとった場合に対して行い、迎角との関係について調べた。Fig. 5に迎角と推力、Steering angle (推力方向制御角) の関係をグラフで示す。ここでSteering angleとは太陽風流れ方向からの推力ベクトルの傾斜角であり、推力は太陽風動圧に対する抵抗係数Cdで示してある。抵抗係数を計算する際の代表面積には、迎角 0° の時ににおけるShock stand off distanceを半径とした円面積をとっている。

Figure. 5から、迎角 90° の場合が最も効率が良く、磁気圏の大きさに対して約5.0の抵抗係数が得られることが分かる。以上の性能を有次元量に換算すると、コイル直径が20 kmのときに9 Nの推力が得られる計算であり、コイルに流す電流は8 kAになる。また、トルクの計算より磁気セイルは風見安定性を持っていることがわかった [4]。

本シミュレーションにおいてコイル半径20 kmは電磁流体近似が成り立つと考えられるぎりぎり最小のサイズであり、これ以下のサイズのものについての解析には粒子法によるアプローチが必要となる。

3. Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion (M2P2)

磁気セイルには、実用化にあたり巨大な構造物が必要であるという難点がある。この問題を解決するためにWingleeらによって新しい磁場展開方法が考案された [7]。この方法は宇宙機からのプラズマ噴射を利用するというものである。磁場にはプラズマ流に凍結して運ばれる性質がある。宇宙機の周囲に磁場を展開し、そこにプラズマを噴射すると、宇宙機近傍の強い磁場がプラズマ流に凍結しプラズマの拡散と共に遠くに運ばれる (強い磁場が広範囲に展開される) ことになる。この磁場展開方法を用いることにより、噴射プラズマのための推進剤は必要となるものの大規模な構造物を必要とせず、より現実的なシステムになる。この方法を用いる推進システムをM2P2 (Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion) もしくは磁気プラズマセイル (Magneto Plasma Sail) と呼ぶ (Fig. 6)。

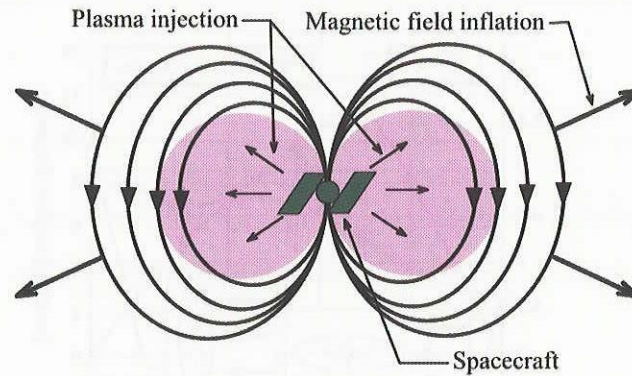


Fig.6 磁気プラズマセイル (Magneto Plasma Sail).

磁気プラズマセイルは宇宙機からのプラズマ噴射による磁場展開という電磁気的プロセスを含んでいるため、推力発生メカニズムは磁気セイルのものよりも複雑である。宇宙機周囲には磁場を展開したことにより強い誘導電流が流れる（言い換えるとプラズマ噴射に起因した強い誘導電流により磁場が展開される）。磁気セイルの場合、太陽風の圧力は磁気圏境界面上の誘導電流を介して、最終的に磁気セイル自身のコイル電流が受け止めることになりこれが推力となる。しかし、磁気プラズマセイルは自身のコイル電流だけでなく周囲の噴射プラズマ中に流れる誘導電流でも受け止めることになると考えられる。展開した磁場を支えている噴射プラズマが宇宙機自身に（電磁気的に）固定されていない場合、太陽風の圧力を受けとめた噴射プラズマのみが太陽風風下へ吹き流され、磁気プラズマセイルの性能が著しく低下する可能性がある。磁気プラズマセイルの性能をおどすことなくプラズマ噴射により磁場を展開するには、噴射プラズマを磁気圏内にトラップするようなプラズマ噴射方法が必要になると考えられる。

4. The Plasma Magnet

近年、Washington大のSloughらによって提案された新しい磁場展開方法を用いるEM SailがThe Plasma Magnetである[5]。この推進システムは回転ダイポール（RMF：Rotating Magnetic Field）を用いて広範囲に強い磁場を展開する。Fig.7に示すような十字に配した2組のコイルに位相を 90° ずらした交流電流を流すことで回転するダイポールを形成する。

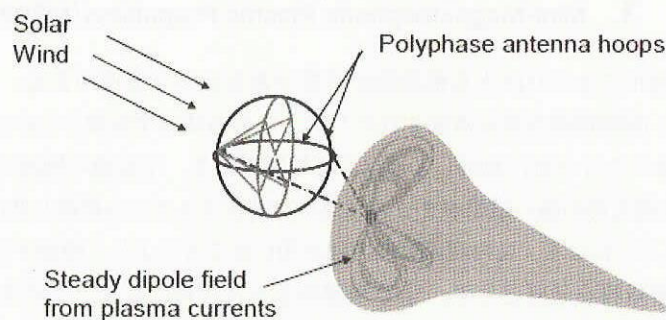


Fig.7 The Plasma magnet [5].

プラズマ中においてダイポール磁場を回転させると、軽い電子が回転ダイポール磁場にトラップされて運動し、プラズマ中に環電流が流れる。このプラズマ中の電流が安定したダイポール磁場 (Steady dipole field) を形成する。回転ダイポールにはプラズマ中の電気抵抗に逆らって電子を引きずれるだけの強い磁場強度が必要である。さらに、プラズマ電流は自身のhoop forceによって外に向かって膨張し、それとともに安定したダイポール磁場も大きく展開されることになる (Fig. 8)。プラズマの膨張は外側の太陽風圧力と釣り合うことで止まる。このシステムの利点は、大規模な構造物を必要としないこと、磁気プラズマセイルと同じく磁気圏のサイズが太陽風との圧力の釣り合いで決まるため推力が太陽からの距離に依存しないこと、推進剤を必要としないことなどが挙げられる。また、この磁場展開のプラズマ電流生成プロセスの物理的原理はよく理解されており、実験的研究もすでに行われていることも利点である。

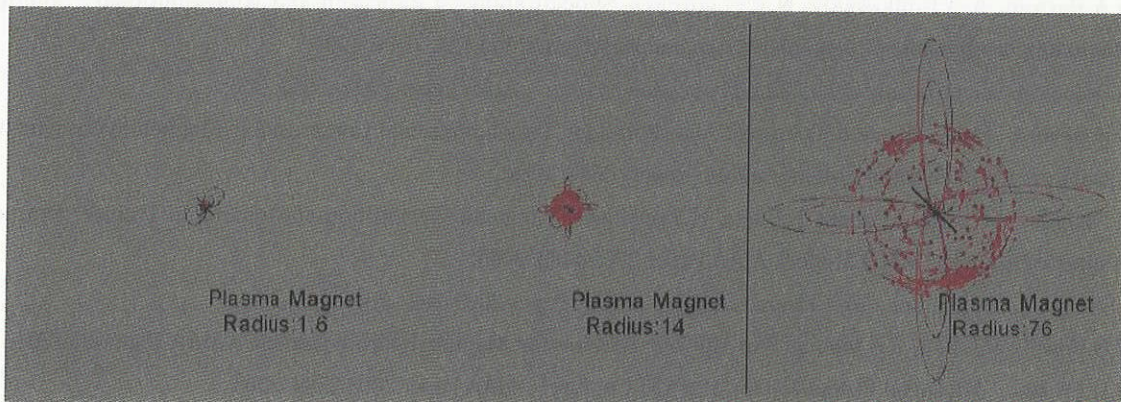


Fig.8 回転ダイポール (RMF) による磁場展開過程 [5].

磁気圏を支える、ひいては太陽風の圧力を支えることになるプラズマ電流 (回転ダイポールにより磁化されたプラズマ) には大きな力が下流方向に加わることになり、プラズマ電流のみが回転ダイポールより切り離され下流に吹き流される可能性がある。The Plasma Magnetが有効に推力を発生するには、太陽風からの圧力を、それを支えているプラズマ電流を介して、最終的に宇宙機の2組のコイル電流で受ける必要がある。そのためにはプラズマ電流を回転ダイポールにトラップさせ、磁気圏中に維持し続ける必要がある。今後こうした影響を加味した性能解析が必要であろう。

5. Electrostatic Solar Wind Propulsion System

磁場により太陽風の流れを反射・湾曲させ推力を得るEM Sailと違い、電場により太陽風の流れを湾曲させるのがAlexander Bolonkinにより提案されたElectrostatic Solar Wind Propulsion Systemである [2]。これは非常にシンプルな推進原理のシステムで、導電性の布などで作った宇宙機を高電圧に帯電させることで太陽風粒子の軌道をクーロン力により散乱させ推力を得る (太陽風粒子とのクーロン衝突により推力を得る)。直径4-10mほどの100 MV/mに帯電したボールを作ることができれば数Nの推力を得ることができ、火星軌道まで70日、木星軌道まで150日、土星軌道まで250日で飛行できると見積もられる [2]。

このシステムを実現するためには、宇宙機を高電圧に帯電させる技術や太陽風粒子が宇宙機に衝突し宇宙機が放電してしまうのを避ける工夫などが必要となる。

6. まとめ

本稿では、磁場により太陽風の運動量を受け推進するElectromagnetic Sailの内、最もシンプルなシステムである磁気セイルの数値解析により明らかとなった推力メカニズムと推進特性について述べ、その他の現在研究されている太陽風を利用した推進システムの原理について紹介を行った。

参 考 文 献

- [1] A.A.Barmin, A.G.Kulikovskiy, N.V.Pogorelov, "Shock-Capturing Approach and Nonevolutionary Solution in Magnetohydrodynamics", *Journal of Computational Physics*, Vol.126, 77-90, 1996.
- [2] A.Bolonkin, "Electrostatic Solar Wind Propulsion System", AIAA Paper 2005 - 3653, 2005.
- [3] C.R.Devore, "Flux-Corrected Transport Algorithms for Two-dimensional Compressible Magnetohydrodynamics", Naval Research Laboratory Memorandum Report 6544, 1989.
- [4] H.Nishida, H.Ogawa, I.Funaki, K.Fujita, H.Yamakawa, Y.Inatani, "Verification of Momentum Transfer Process on Magnetic Sail using MHD Model", AIAA Paper 2005-4463, 2005.
- [5] J.Slough, Louis Giersch, "The Plasma Magnet", AIAA Paper 2005-4461, 2005.
- [6] K.G.Powell, P.L.Roe, R.S.Myong, "An Upwind Scheme for Magnetohydrodynamics", AIAA Paper-95-1704, 1995.
- [7] R.H.Frisbee, "Advanced Propulsion for The XXI Century", AIAA Paper 2003-2589, 2003.
- [8] R.M.Winglee, J.Slough, T.Ziemba, A.Goodson, "Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion: Tapping the energy of the solar wind for spacecraft propulsion", *Journal of Geophysical Research*, Vol.105, 67-77, 2000.
- [9] R.Zubrin, D.Andrews, "Magnetic Sails and Interplanetary Travel", *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol.28, 197-203, 1991.

磁気プラズマセイルの3次元MHD解析

永田靖典*・大津広敬*

A Three-dimensional MHD Analysis for a Magneto Plasma Sail

Yasunori NAGATA*, and Hirotaka OTSU*

Abstract : A magneto plasma sail (MPS) is a new propulsion system for a deep space mission such as the Voyager. A thrust of MPS is considered to be generated by utilizing the interaction between the solar wind and the magnetic field inflated by plasma injection from the spacecraft. In order to estimate the thrust, we performed magnetohydrodynamic (MHD) simulations including plasma injection. Our results indicate that the thrust of MPS increases with the beta value of the injected plasma. Additionally, from a viewpoint of the thrust performance, the thrust of a MPS is larger than the reaction force generated by the plasma injection under the condition where the beta value is less than $10^{-4.5}$.

KeyWord : Magneto Plasma Sail, Solar Wind, Propulsion, Magnetohydrodynamics

概 要

磁気プラズマセイル (Magneto Plasma Sail, MPS) とは外惑星探査用の推進システムであり、太陽から放射されている太陽風を、機体の周りに発生させた磁場で受け止めることで推力を発生させる。MPSでは機体からプラズマを噴射することで磁場を拡大させるが、これによりコイルや機体を小さくできると考えられている。このように太陽風を利用することで従来の推進システムより推力、比推力ともに大きくできると考えられている。

本研究では、太陽風とMPS周りに発生させた磁場との相互干渉に関する3次元電磁流体 (Magnetohydrodynamics, MHD) 解析を行い、噴射プラズマと発生する推力の関係について調べた。また、磁場拡大に用いるプラズマの噴射で得られる反力とMPSで得られる推力との比較を通してMPSの有効性について調べた。解析の結果、噴射プラズマの動圧と磁気圧との比である β 値が大きいほど推力は大きくなるが、低い β 値を用いなければMPSの推力より噴射の反力の方が大きくなってしまふ可能性があることがわかった。

* Shizuoka University

1. 背景

磁気プラズマセイル (Magneto Plasma Sail, MPS) とは、外惑星探査ミッションで用いられる新しい推進システムとして近年注目されているものである。このシステムは、風を帆で受け止めて進む帆船と同様に、太陽から放射されている高速の太陽風プラズマ流を探査機周りに展開した磁場で受け止めることで推力を発生させる。このように太陽風を利用する推進システムとしては、他に磁気セイル (Magnetic Sail, Magsail) も考えられている。

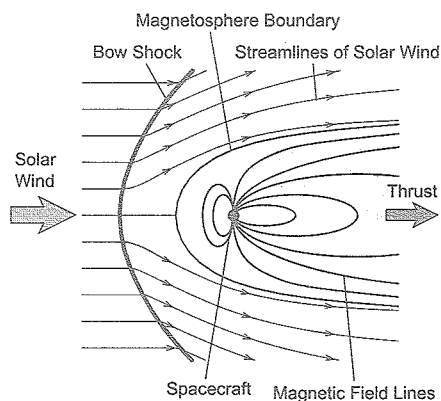


図1 磁場と太陽風の干渉流れ。

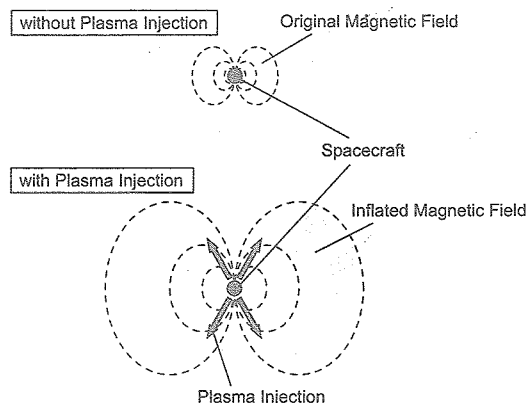


図2 プラズマ噴射による磁場拡大の様子。

図1は、機体周りに展開された磁場と太陽風とが干渉して生じる流れ場の模式図を示している。このように磁場と太陽風が干渉することで、磁場が内部に閉じ込められ、磁気圏 (Magnetosphere) が形成される。この磁気圏によって太陽風が遮られることで推力が発生する。このような推進システムの場合、太陽風の動圧は地球近傍で約 2.0 [nPa] と非常に小さく、太陽風を受け止める面積、すなわち磁気圏が大きくなければ十分な推力を得ることができない。磁気圏の大きさは機体周りに展開する磁場の強さによって決まるため、コイルのみで磁場を展開する磁気セイルでは直径数十 [km] にもおよぶ巨大なコイルが必要となってしまう。これに対してMPSでは、機体からプラズマを噴射し、この噴射されたプラズマに磁場を乗せて運ぶことで磁場を遠くまで広げる。図2はこの磁場拡大 (Magnetic Inflation) の模式図であり、元々の小さい磁場が噴射されたプラズマに凍結することで、プラズマとともに移動し、磁場が遠くまで運ばれることを示している。このように、MPSではプラズマを用いて磁場拡大を行うことで、元々の磁場を小さくでき、その結果機体そのものを小さくできると考えられている。また、太陽風を利用することで、イオンスラストのような推進剤の噴射による反作用で推力を得る電気推進に比べ、推力、比推力ともに大きくできると考えられている^[1, 2]。

2. 目的

本研究の目的は、3次元電磁流体 (Magnetohydrodynamics, MHD) 解析を通して、MPSにおける噴射プラズマと磁気圏の大きさ、および推力との関係を調べることにある。プラズマ噴射による磁場拡大と太陽風磁場干渉を同時に解くことで、MPS周りの流れ場を求め、磁気圏の大きさと推力を算出する。MPSでは噴射するプラズマを任意に選べるため、その影響について調べる。また、磁場拡大に用いるプラズマを一方方向に噴射することで得られる反力とMPSで得られる推力との比較を行い、MPSの有効性についての検討を行う。

3. 解析条件

3.1. 支配方程式

本研究ではプラズマの巨視的な運動に着目し、さらに電気伝導率が十分大きく、粘性を無視した理想MHD方程式を支配方程式として用いる。また、磁場強度が非常に強くなる機体近傍での計算を精度良く行うために、磁場については背景磁場 B_0 からの変動分である誘導磁場 B' について計算を行う。このとき、全体の磁場 B は背景磁場 B_0 と誘導磁場 B' との和となり、次式で表せる。

$$B = B_0 + B' \quad (1)$$

ここで、背景磁場としてダイポール磁場を仮定すると、無次元化された理想MHD方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ B' \\ E_t' \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} \rho u u + (p + \frac{B' \cdot B'}{2})I - B' B' \\ u B' - B' u \\ (E_t' + p + \frac{B' \cdot B'}{2})u - (u \cdot B')B' \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ (B_0 \cdot B')I - (B_0 B' + B' B_0) \\ u B_0 - B_0 u \\ (B_0 \cdot B')u - (u \cdot B')B_0 \end{bmatrix} = -\nabla \cdot B' \begin{bmatrix} 0 \\ B \\ u \\ u \cdot B' \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$E_t' = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u \cdot u + \frac{B' \cdot B'}{2}$$

ここで、 ρ , u , B_0 , B' , p , γ , はそれぞれプラズマの密度、速度ベクトル、背景磁場と誘導磁場の磁束密度ベクトル、静圧、比熱比であり、 E_t' は単位体積当たりの全エネルギーで、磁気エネルギーとして誘導磁場のみによる値を用いている。また、 $\nabla \cdot B = 0$ の制約として8-wave Formulationを用いるため、 $\nabla \cdot B = 0$ の項を左辺に残してある [3]。

背景磁場であるダイポール磁場は次式で表せる。

$$B_0(r) = \frac{3m \cdot r}{r^5} r - \frac{m}{r^3} \quad (3)$$

ここで、 m , r はそれぞれダイポールモーメントベクトル、位置ベクトルであり、 $r = |r|$ である。

3.2. 計算手法

計算手法として、数値流束の評価にTVD Lax-Friedrichスキーム^[4]を用い、MUSCL法により空間高次精度化した。ここで、MUSCL法の制限関数にはCubic Limiterを用いた^[5]。時間積分には、Euler陽解法を用い、比熱比 γ は5/3で一定とした。なお、本研究では定常解を得ることを目的とするため、Local Time Stepにより、解が収束するまでの反復回数を減らした。

流れ場は三次元流れを考え、計算領域および境界条件を図3に、計算格子を図4にそれぞれ示す。計算領域の中心に直径1.0 [m]の球形の機体を配置し、機体表面から放射状にプラズマを噴射させることを考える。太陽風はX軸の負方向から流入させる。領域の外側境界は磁気圏の大きさに対し十分遠い位置にとり、流れの対称性から計算は半分の領域($Z \geq 0$)についてのみ行う。格子点数は、周方向に61点×61点、機体から垂直な方向に101～176点とり、総点数は約380,000～650,000点である。

境界条件は、外側境界に流入条件として太陽風の値を固定条件で与え、流出条件は全ての物理量に関して0次外挿とした。機体表面に対しては、噴射するプラズマの物理量を固定条件として与え、速度は法線方向成分を、磁場はダイポール磁場から求められる磁束密度をそれぞれ与えた。また、比較のためプラズマを噴射しない場合、すなわち磁気セイルの場合の計算も行ったが、この場合の機体表面における条件は、速度は0、密度と圧力は0

次外挿, 磁場に関してはプラズマを噴射させた場合と同様の条件で計算を行った. なお, ダイポールモーメントの向きは太陽風に対して垂直方向 (Y方向) とした.

3.3. 計算条件

MPSにおいてはどのようなプラズマを噴射するかが重要になると考えられるが, ここでは噴射するプラズマを規定する値として, 次の無次元量 β を用いる.

$$\beta = \frac{\frac{1}{2}\rho u \cdot u}{\frac{B \cdot B}{2\mu_0}} \quad (4)$$

ここで, μ_0 は真空中透磁率であり, 各変数は有次元量で表されている. この β 値 (Beta Value) は, 噴射プラズマの動圧と磁気圧の比を表しており, 磁場拡大に影響を与える値である. 本研究では, 噴射プラズマの速度を 4.0 [km/s], 機体表面における磁場強度を 0.02 [T] と一定にしているため, β 値は噴射プラズマの密度に比例することになる. すなわち, β 値が大きいほど, より多くのプラズマを噴射することを表している. ここでは, β 値を 10^{-10} から 10^{-3} まで変化させ, その影響について調べた. 表1に計算で用いるパラメータを示す. なお, 太陽風には地球近傍の値を用い, 噴射プラズマのイオンは $A r^+$ を仮定している.

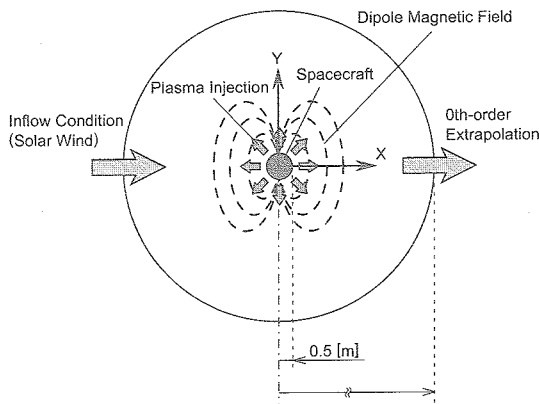


図3. 計算モデル.

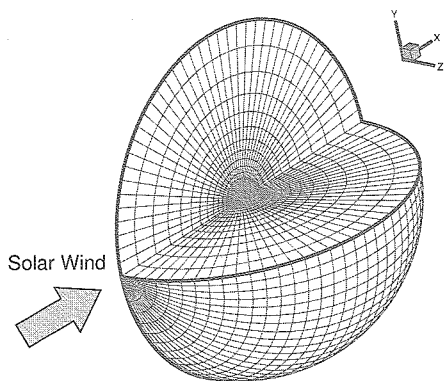


図4 計算格子.

表1 計算条件.

Solar Wind		
Velocity [km/s]	300.0	
Temperature [eV]	20.0	
Number Density [m^{-3}]	5.0×10^6	
Magnetic Field [T]	0.0	
Injected Plasma		
Velocity [km/s]	4.0	
Temperature [eV]	3.5	
Magnetic Field [T]	0.02	
Dipole Moment [Tm^3]	2.5×10^{-3}	
Beta Value β	Number Density [m^{-3}]	Pressure [Pa]
10^{-10}	3.0×10^{10}	3.3×10^{-8}
10^{-6}	3.0×10^{14}	3.3×10^{-4}
10^{-3}	3.0×10^{17}	3.3×10^{-1}

4. 解析結果

4.1. 流れ場の様子

図5に、機体からのプラズマ噴射あり(上)と噴射なし(下)の場合の対称面(X-Y平面)上における流線と静圧分布を、図6に流線と磁場強度分布を示す。なお、噴射プラズマの β 値は 10^{-10} である。ここで、プラズマ噴射なしは磁気セイルの場合に相当する。これより、機体からのプラズマ噴射の有無に関わらず、太陽風は磁場によって遮られることで、ある一定の領域内には侵入できず、磁気圏が形成されていることがわかる。また、この磁気圏の手前で圧力が大きく上昇しており、Bow Shockが形成されていることがわかる。

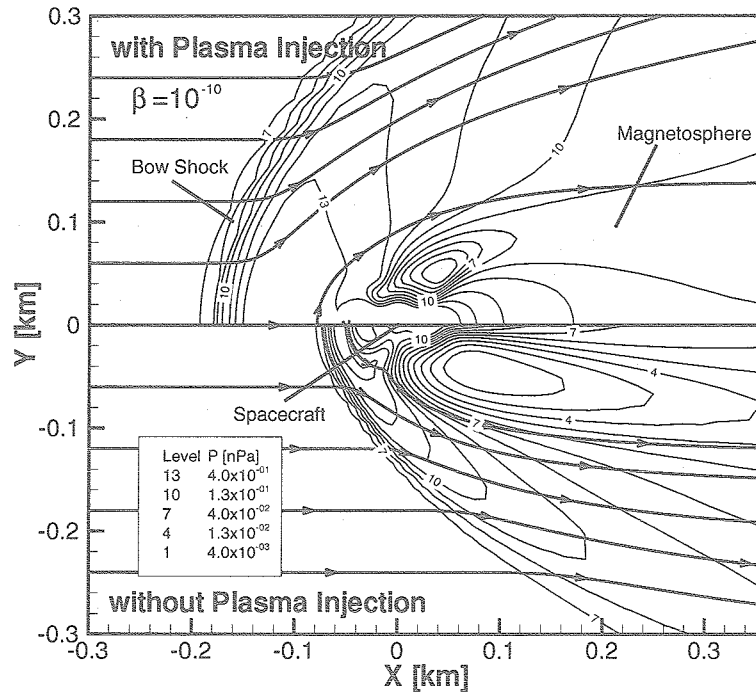


図5 $\beta = 10^{-10}$ のプラズマ噴射あり(上)となし(下)の対称面(X-Y平面)上における静圧分布と流線。

磁気圏先端の位置は、太陽風動圧と磁気圧とのつり合いから決まり、プラズマ噴射がない場合は次式で求められる。

$$\rho_{SW} u_{SW}^2 = \frac{(f B_{MS})^2}{2\mu_0} = \frac{1}{2\mu_0} \left(f \frac{m}{R_{MS}^3} \right)^2 \quad (5)$$

ここで、 B_{MS} は磁気圏先端におけるダイポール磁場の磁場強度、 R_{MS} は機体中心から磁気圏先端までの距離、 ρ_{SW} 、 u_{SW} はそれぞれ太陽風の密度と速度、 m はダイポールモーメントの大きさ、 μ_0 は真空中透磁率であり、 f は磁場の圧縮因子でここでは2とする^[6]。式(5)から表1の値を用いて R_{MS} を求めると約50[m]となり、図5、6の噴射なしの場合とほぼ一致する。このことから、本計算は実際の流れ場に近い結果が得られていると考えられる。

プラズマ噴射ありとなしを比較すると、噴射がない場合に比べ、噴射がある場合は磁気圏およびBow Shockが機体から遠ざかっており、磁気圏が広がっていることがわかる。また、図6より、噴射ありの方が磁場が広範囲に広がっており、機体からプラズマを噴射することで磁気セイルに比べて磁場が拡大されたと考えられる。

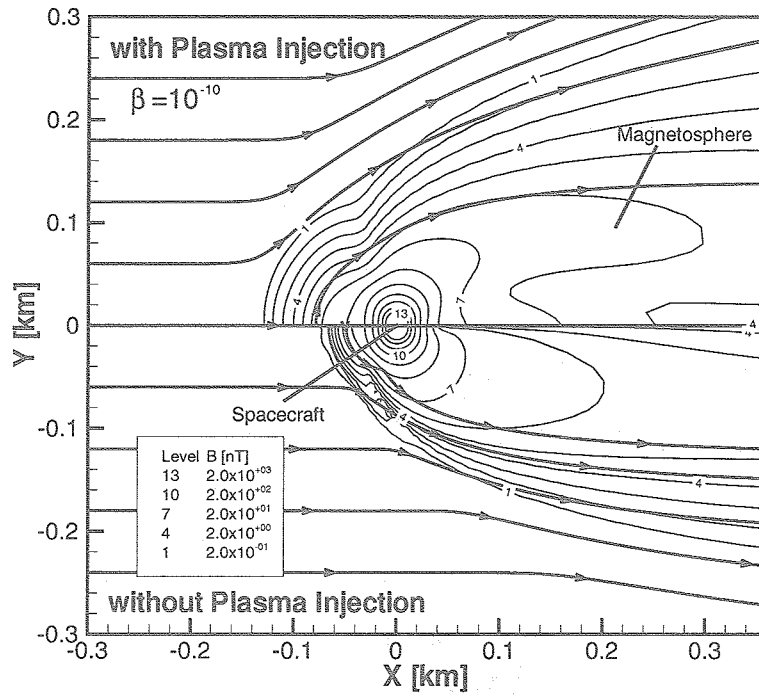


図6 $\beta = 10^{-10}$ のプラズマ噴射あり (上) となし (下) の対称面 (X-Y平面) 上における磁場強度分布と流線。

4.2. 磁気圏の大きさと推力の推定

図7に、噴射プラズマの β 値による磁気圏半径の変化、およびプラズマ噴射のない磁気セイルの場合の磁気圏半径を示す。ここで磁気圏半径は、機体中心から磁気圏先端のよどみ点までの距離とした。これより、 β 値が大きくなるに従い、磁気圏半径が大きくなり、磁気圏が広がっていくことがわかる。このことは、 β 値を大きくすることで、磁場がより遠くまで広がることを示している。 β 値が大きくなると、プラズマの運動エネルギーが増し、磁場に捕らえられにくくなる。そのためプラズマの直進性が高まり、磁場が遠くまで運ばれると考えられる。磁気圏が広がることで太陽風を受け止める面積が増えるので、 β 値が大きいほど機体に働く推力は大きくなると考えられる。

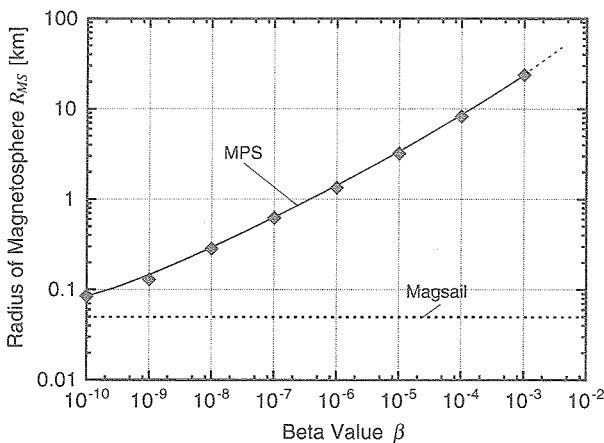


図7 β 値と磁気圏半径の関係。

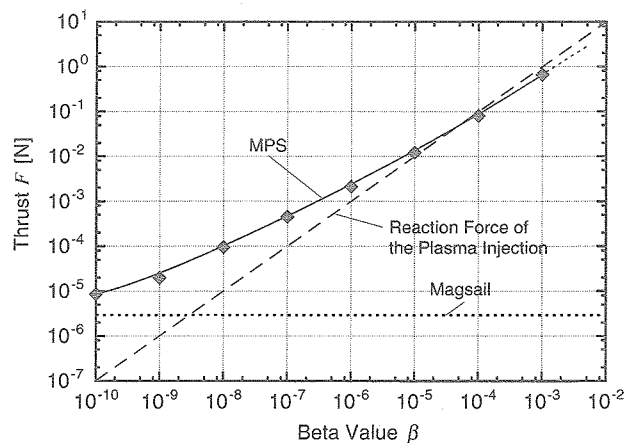


図8 β 値と推力の関係。

次に、磁気圏の大きさから推力を見積もることで、MPSの発生しうる推力について考察する。本研究では、磁気圏半径を半径とする球が太陽風から受ける抗力を機体に働く推力とする。推力 F を次式から見積もる。

$$F = C_D \frac{1}{2} \rho_{SW} u_{SW}^2 S_{MS} \quad (6)$$

ここで、 C_D は抗力係数、 ρ_{SW} 、 u_{SW} はそれぞれ太陽風の密度と速度、 S_{MS} は太陽風を受け止める面積（投影面積）である。抗力係数には極超音速流中の球の値を用いることとし、1.0とする。投影面積は、磁気圏半径 R_{MS} を用いて次式で表される。

$$S_{MS} = \pi R_{MS}^2 \quad (7)$$

図8に、式(6)から求めた推力と噴射プラズマの β 値の関係、および磁気セイルの推力を示す。これより、噴射プラズマの β 値が大きくなるに従い、推力も大きくなっていることがわかる。また、 β 値が小さくなると推力は磁気セイルの推力に漸近していることがわかる。これは磁気セイルが噴射なし、すなわち $\beta = 0$ の場合に対応していることを示している。 β 値の低いケースについて、計算領域を出入りする運動量の変化から求めた推力と、ここで求めた推力とを比較すると、これらの値はほぼ同じオーダーであった。そのため、 β 値によって推力のオーダーがどの程度変わるのかを図8から把握することができると考えられる。本研究の条件では、 $\beta = 10^{-3}$ 程度であれば1 [N] オーダーの推力が出ることがわかる。

4.3. プラズマ噴射によって得られる反力との比較

プラズマ噴射による反作用で得られる力と、磁場を拡大することで太陽風から得られる力とを比較することで、MPSの有効性について調べた。MPSでは磁場を拡大するためにプラズマを噴射する必要があり、上で述べたように β 値が大きいほど、すなわち噴射するプラズマの量が多いほど推力が大きくなる。一方、イオンスラスタなどの電気推進では、プラズマ噴射による反作用で推力を得ており、噴射するプラズマの量が多いほどその反力は大きくなる。もし、プラズマを噴射して得られる反力の方がMPSで得られる推力より大きいのであれば、磁場を拡大するためではなく、反力を得るためにプラズマを噴射した方が大きな推力を得られることになる。そこで、MPSで得られる推力と、磁場拡大に用いるプラズマを一方向に全て噴射して得られる反力（プラズマ噴射の反力）との比較を行う。

プラズマ噴射の反力 F_{IP} は次式で見積もられる。

$$F_{IP} = \rho_{IP} u_{IP}^2 S = 2\beta \left(\frac{B_w^2}{2\mu_0} \right) S \quad (8)$$

ここで、 ρ_{IP} 、 u_{IP} はそれぞれ噴射プラズマの密度、速度であり、 B_w は機体表面における磁場強度、 S は機体の表面積である。式8から求めたプラズマ噴射の反力を図8上にプロットする。この図から、 β 値が低い場合にはMPSで得られる推力の方がプラズマ噴射の反力より大きい、 β 値が大きくなるとその差が小さくなり、やがて逆転するようになることがわかる。また、プラズマ噴射の反力と磁気セイルの推力とを比較すると、 β 値が $10^{-8.5}$ より大きい場合に、プラズマ噴射の反力の方が磁気セイルの推力より大きくなっている。本研究の条件では、 β 値が $10^{-4.5}$ を越えるとプラズマ噴射の反力の方がMPSの推力より大きくなる結果となった。このことから、MPSを用いる場合には、 β 値の低いプラズマを噴射しなければ、太陽風から得られる推力よりも、プラズマを噴射することで得られる反力の方が大きくなってしまふことがあるといえる。

また、本研究ではプラズマを放射状に噴射しているが、少量のプラズマでも大きな磁気圏を作ることのできる噴射方法を模索していく必要があるといえる。例えば、特定の方向のみに噴射しても磁気圏の大きさが変わらな

いのであれば、同じ β 値でも噴射するプラズマは少なくすみ、プラズマ噴射の反力との差が大きくなることになる。

5. まとめ

MHD数値シミュレーションを通して、MPSから噴射するプラズマと磁気圏の大きさ、および推力との関係を求めた。その結果、噴射の有無に関わらず、磁気圏およびBow Shockが形成され、プラズマを噴射することで磁気圏が広がることが確かめられた。噴射プラズマの β 値を大きくすることで、磁気圏はより大きく広がることがわかった。磁気圏の大きさから推力を見積もった結果、本研究の計算条件では、 $\beta = 10^{-3}$ 程度で1 [N] オーダーの推力が得られた。また、プラズマを噴射することで得られる反力とMPSで得られる推力との比較を行ったところ、 β 値が低い場合にMPSで得られる推力の方が大きくなる結果となった。そのため、MPSを用いる場合には β 値の低いプラズマを噴射しなければならない、もしくは噴射方向を限定するなど、少量のプラズマでも大きな磁気圏が得られる方法を模索する必要があることがわかった。

謝 辞

本研究は、宇宙航空研究開発機構宇宙科学情報解析センター大型計算機利用共同研究により行われました。ここに記して感謝の意を表します。

参 考 文 献

- [1] Winglee, R. M., Slough, J., Ziemba, T., and Goodson, A., "Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion: Tapping the Energy of the Solar Wind for Spacecraft Propulsion," *Journal of Geophysical Research*, Vol.105, 2000, pp. 21067-21077.
- [2] 山川 宏, 小川 博之, 藤田 和央, 野中 聡, 澤井 秀次郎, 國中 均, 船木 一幸, 大津 広敬, 中山 宜典: 磁気プラズマセルによる外惑星探査, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.52, No.603, 2004, pp. 148-152.
- [3] Powell, K. G., Roe, P. L., Linde, T. J., Gombosi, T. I., and De Zeeuw, D. L., "A Solution-Adaptive Upwind Scheme for Ideal Magnetohydrodynamics," *Journal of Computational Physics*, Vol.154, 1999, pp. 284-309.
- [4] De Sterck, H., Csik, A., Vanden Abeele, D., Poedts, S., and Deconinck H., "Stationary Two-Dimensional Magnetohydrodynamic Flows with Shocks: Characteristic Analysis and Grid Convergence Study," *Journal of Computational Physics*, Vol.166, 2001, pp. 28-62.
- [5] Otsu, H. and Nagata, Y., "Numerical Investigation of Magneto Plasma Sail Using Ideal Magnetohydrodynamic Equations," *The Journal of Space Technology and Science*, Vol.20, No.2, 2005, pp. 17-25.
- [6] 恩藤 忠典, 丸橋 克英編: 宇宙環境科学, オーム社, 2000, pp. 127-135.

3次元ハイブリッドコードを用いた磁気プラズマセイルの数値解析

梶村好宏*・篠原大介*・野田賢治*・中島秀紀*

Numerical Simulation of Magneto Plasma Sail Using a 3D Hybrid Code

Yoshihiro KAJIMURA*, Daisuke SHINOHARA*, Kenji NODA* and Hideki NAKASHIMA*

Abstract : Recently, a new propulsion system called Magneto Plasma Sail (MPS) attracts attention, and it is expected to have high thrust to power ratio and high specific impulse. The MPS produces the propulsive force by the interaction between the solar wind and the artificial magnetic field inflated by the plasma injection. By using a 3D hybrid simulation code, we investigated, considering the finite Larmor radius effect, the inflation by the plasma injection and the interaction between the solar wind and the artificial magnetic field, respectively. In this paper, we showed the results of the magnetic field inflation with the finite Larmor radius effect and investigated the dependence of thrust on the size of the magnetic cavity. Also, we discussed the problem about costs of large scale calculation related with above numerical analysis and the necessity of concurrent analysis including both the inflation and the interaction between the solar wind and the magnetic field.

Keywords : Magneto Plasma Sail, Numerical Simulation , 3D Hybrid Code

概 要

新しい推進システムとして注目を集めている磁気プラズマセイルは、高い推力電力比と比推力が達成できると期待されており、外惑星探査におけるコスト削減や飛行時間の大幅短縮に貢献できる可能性を持っている。我々は、この磁気プラズマセイルについて、3次元のハイブリッドコードを用いて、有限ラーマ半径効果を考慮した数値解析を実施した。解析は磁場の展開と太陽風-磁場の相互作用の2つのメカニズムに関して実施し、磁場展開については粒子的効果が支配的となる領域においても数値解析を実施し、太陽風-磁場の相互作用については磁気圏代表長で規格化される抗力係数を用いて推力特性を評価した。本論文では、それに加え、磁場の展開における計算コストに関する問題点と磁場の展開と太陽風-磁場の相互作用を同時に解析する必要性について述べた。

* Department of Advanced Energy Engineering Science, Interdisciplinary Graduate school of Engineering Sciences, Kyushu University, Japan

1. はじめに

外惑星探査のコストを下げるためには、効率良く短期間に任務を遂行し、多くの測定機器を搭載できる、化学推進に替わる新しい推進システムが必要である。その候補として、探査機周辺に人工的に巨大な磁気的な帆を生成し、水素を主成分とした超音速のプラズマの流れである太陽風の力を受けることによって、推力を得る推進システムが提案された。1989年、Zubrinらは巨大なコイルによって生成した磁場で太陽風の力を受けて航行する磁気セイルを提案した[1]。しかし、太陽風から十分な推力を得るためには、帆となる磁場を生成するためのコイルは、半径が数十kmも必要となる。現在の技術では、これほどの巨大な装置を探査機に搭載することは不可能であり、磁気セイルの実現は困難であるとされてきた。ところが、2000年になって、Wingleeらは、磁気プラズマセイル(Magneto Plasma sail:MPS)と呼ばれる推進システムを提案した[2]。この磁気プラズマセイルは、機械的ではなく、プラズマ噴射により磁場を展開し(インフレーション)、探査機の周辺に広大な磁気圏を形成する。この方式によれば、探査機周りの初期磁場の生成は、直径数十cm程度のコイルや永久磁石を用いることで十分可能である。初期磁場は、噴射プラズマによって太陽風の動圧と磁気圧がバランスする大きさまで展開され、磁気圏と太陽風の干渉により推力が発生する。MPSはその推進システムの特徴から、高い推力電力比と比推力を達成できると期待されている[3]。しかし、プラズマ噴射による磁気インフレーションや太陽風と磁場の相互作用による推力発生メカニズムには未だ不明な点が多い。インフレーションについては、最適な磁場配位とプラズマ噴射条件を決めることが必要であるし、太陽風と磁場との相互作用については、定量的に推力を算出することや、推力発生メカニズムの理論研究が必要とされる。

MPSの実現可能性の検証には、対象となるスケールが数十kmと大きく地上では実験が困難であるため、数値解析を用いることが有効である。日本国内においては、筑波大学の朝日らが、2次元のMHDコードを用いてプラズマ噴射による磁場の展開の数値解析を実施した[4]。また、東京大学の西田らは、MHDコードを使用してダイポール磁場と太陽風の相互作用を解析し、推力発生メカニズムの調査や推力の算出を実施している[5]。それらの研究で使用されているMHDコードは、太陽風や噴射プラズマに含まれるイオン粒子のラーマ半径(r_L)と磁気圏の代表長さ(L)の比である r_L/L が、1よりも十分小さい領域において、その結果に信頼性があるが、1よりも大きい領域では、イオン粒子の有限ラーマ半径効果を考慮する必要があり、ハイブリッドコードやフルPICコードを用いて解析を行う必要がある。MPSでは、数十kmまで磁場を展開すれば、太陽風から十分な推力(1N/4kW)を得ることができると期待されている[3]が、数十kmの大きさにおいては、太陽風のラーマ半径を100kmとすると、 r_L/L が1に近い為、ハイブリッドコードやフルPICコードによる解析が必要である。フルPICコードを用いた解析も実施されている[6]が、解析におけるメッシュ幅をデバイ長程度にする必要があり、数十kmの領域において太陽風と磁気圏との相互作用を解析するには、膨大なメモリと時間が必要となる。そこで我々は、MHDコードやフルPICコードを用いた解析における不利な点を克服することができる3次元ハイブリッドコードを使用する。そして、プラズマ噴射による磁場の展開の解析と太陽風-磁気圏間の相互作用の解析を行う。

2. 3次元ハイブリッドコードについて

本研究で取り扱う3次元ハイブリッドコード[7]は、イオンを粒子、電子を慣性を無視した流体として扱うコードである。このコードの特徴は、電子の運動(プラズマ運動、サイクロトロン運動)のタイムスケールで起こる現象の影響を除去し、時間幅や空間幅を大きくできる点にある。具体的なコードの概要として、荷電準中性条件を仮定し、イオンと電子の数密度があらゆる場所で等しいと置き、プラズマ振動を除去する。さらに、電磁放射等の高周波現象を無視する為にダーウィン近似を用いる。イオンの運動は、leap-frog法による中心差分を使用し、電磁場の解法には、予測子-修正子法を使用した。密度の低い場においてはラプラス方程式を解くこととした。

また、電子のエネルギー方程式は解かず、温度は一定とした。電磁場の境界条件はすべての境界において勾配を 0 とする自由境界とした。

3. 磁気インフレーションの数値解析

3.1. 解析条件

本解析では、コイルによって生成される初期磁場が、十分な推力を得ることができるところまで展開されるかどうかを調査した。解析モデルを図 1 に示す。解析は、3次元直交座標系における解析であり、コイルの中心を原点とした。解析で使用したメッシュ幅は 2 km である。初期磁場を生成するコイル半径を r_0 とし、 $r_0 = 1.9$ [km] である。噴射するプラズマは、以下のように与えた。噴射速度は、 $v = 4.0 \times 10^4$ [m/s] である。速度の向きは半径方向である。位置は、半径 $r_0 \sim r_0 + v \times dt$ 球殻に一様に配置した (dt : 時間刻み: 3.6×10^{-4} [s])。その球殻は依然として、コイルを含む一辺が 2 km のセル 4 つ内に収まっている。密度は $N = 1.0 \times 10^{16} m^{-3}$ である。コイルを含む正方形セルの表面をコイル表面とし、その位置の磁場を $B_0 = 5.8$ [μ T] とした。その時の噴射プラズマの動圧とコイルが生成する磁気圧の比である kinetic β は 1000 であり、コイル表面における r_L/L は 0.037 である ($L = r_0 = 1.9$ km)。噴射プラズマが、半径が 50 km の球まで広がった時の、1 セルあたりの粒子数は約 20 個であり、超粒子の重みは、 1.6×10^{22} 個である。

磁気インフレーションは、磁場の凍結という物理現象を利用して行われる。磁気レイノルズ数は、電磁流体と磁場との結合の強さを表すパラメータである。 μ_0 を真空の透磁率、 V を Alfvén 速度、 L を代表長さ、 η を抵抗率とすると

$$R_m = \mu_0 V L / \eta$$

で表され、 $R_m \gg 1$ で磁場の凍結は成立する。筑波大学の朝日氏による MHD code を用いた解析結果 [8] では、($r_L/L \ll 1$ (r_L : イオンラーマ半径、 L : 代表長さ) の範囲では、プラズマ噴射を行わない場合には $B \propto r^{-3}$ (r はコイル表面からの距離) で減衰する磁場が、プラズマ噴射により展開を行うと $B \propto r^{-1.51}$ で減衰するという解析結果を示している。

また、太陽風の動圧と磁気圧の比である kinetic β は、

$$\beta = \frac{\rho v^2 / 2}{B^2 / 2\mu_0}$$

で表される。太陽風においては $B = 41$ [nT] において $\beta = 1.0$ となり、太陽風の動圧と磁気圧は等しくなる。MPS のおよその推力は (太陽風の動圧) \times (セルの面積) で見積もられ [9]、数 N の推力を得るには $B = 41$ [nT] の磁場を約 50 km まで展開する必要がある。

3.2. 解析結果

図 2 は、 $Y = 0$ における XZ 面の等磁束密度分布 (左) および左図の点線上の磁束密度の値をプロットした図 (右) である。上段は $t = 0.0$ [s]、中段は $t = 0.32$ [s]、下段は $t = 0.64$ [s] の結果である。プラズマ噴射により $B = 41$ [nT] の磁場が約 50 km まで展開されたことが確認できる。図 3 は、図 2 右図の点線上の磁束密度の値を、 $t = 2.7$ [s] において示した図であり、 $B \propto r^{-1.51}$ に近似できる分布をとっていることが確認でき、先の朝日氏の結果とも一致する。

コイルの付近の磁場は大きく変動しており、その原因として、電磁波の励起によるもの、また、メッシュ幅が

2 kmと非常に大きく、超粒子の重み（一個あたりに代表される粒子の数）も非常に大きい為、一個の粒子の動きによる磁場への影響が大きいことが挙げられるが、今後検討する必要がある。

3.3. 課題

太陽風から十分な推力（1 N/4 kW）を得る為には、プラズマ噴射によって磁気圏の大きさを50 kmにまで展開する必要があることから、本解析では、初期のダイポール磁場を50 kmまで展開する解析を行った。解析に用いたコンピュータの性能（シングルCPU、メモリ2 GB）から、解析に使用できる格子点、粒子数に制限があり、格子サイズを2 kmとし、中心から80 km四方の領域への磁場展開の解析が限界であった。その為、初期のダイポール磁場を定義する際のコイルの半径は、格子サイズを下限として、非現実的なサイズ（2 km）と設定している。よって今後、現実的なサイズ（数mのオーダー）のコイルを使用した初期磁場を想定し、同様の解析を行い、磁場展開の実現性を検証する必要がある。これを実行する具体的な方法としては、コイル付近のメッシュは細かくし、中心から遠方に行くほど粗いメッシュを定義する可変メッシュを使用する方法がある。さらに、並列計算に対応したコードを用いて計算を行うことが有効と考える。

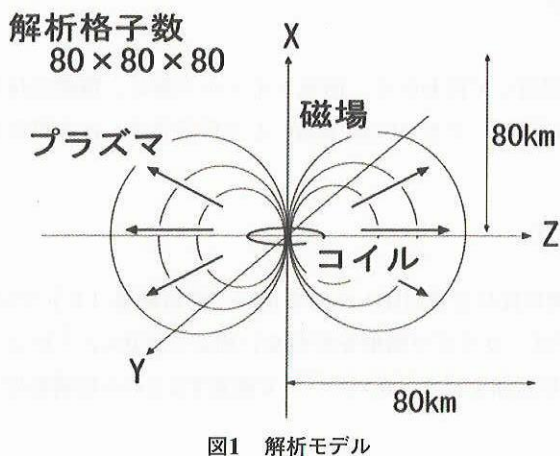


図1 解析モデル

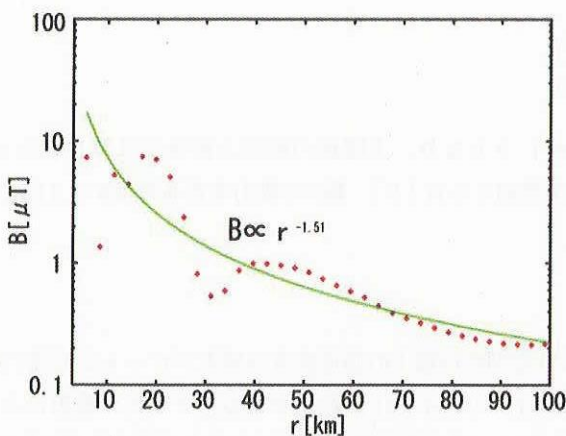


図3 $t = 2.7$ [s] における磁束密度.

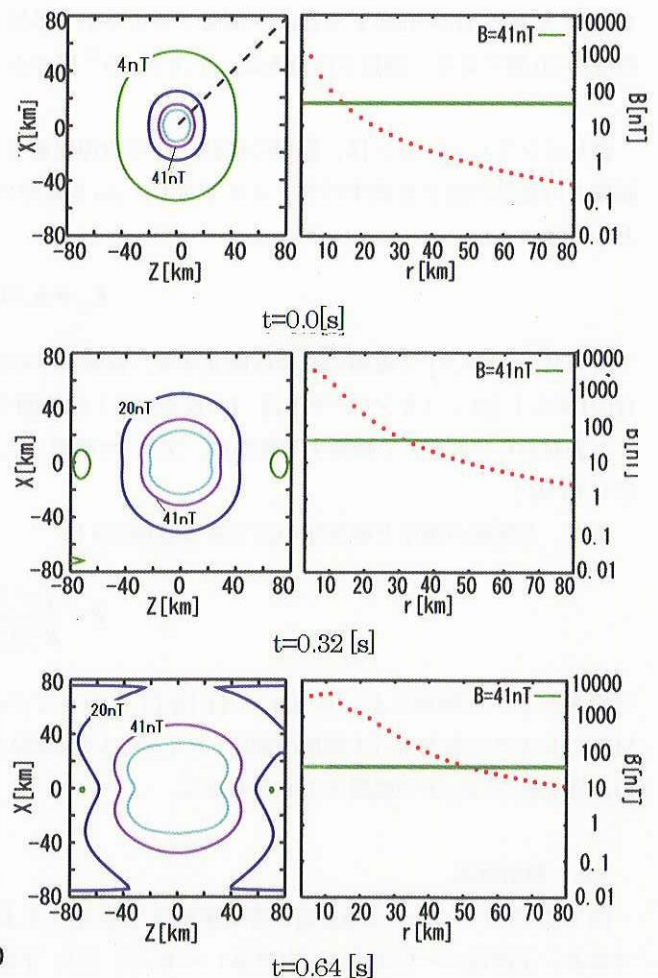


図2 磁束密度分布.

4. 磁場と太陽風との相互作用の数値解析

4.1. 解析条件

計算体系を図4に示す。右手系直交座標系の原点を磁場の中心とし、初期磁場はプラズマ噴射により既に展開されたものと仮定してダイポール磁場を定義した。図4に磁気圏代表長さ L を示す。 L は、先に定義したkinetic β が1となる位置と定義し、その L をコイル半径を変更することによってパラメトリックに変更し、5ケースの解析を実施した。解析条件を表1に示す。ケースによってメッシュ幅は異なるが、メッシュ数についてはすべてのケースで $(X, Y, Z) = (80, 80, 80)$ とした。太陽風の粒子は、イオン(水素)で構成され、初期位置は投入位置にランダムに配置し、すべての粒子に対して一様に Z 方向に 400 [km/s]の速度を与えた。粒子は体系の $-Z$ 方向から継続的に入射し、体系全体で 200 万個の粒子を投入した。その時点における1セルあたりの粒子数は 10 個程度である。時間刻みについては、 $B = 41$ [nT]における ω_{ci} を基準として $\Delta t = 0.001 \omega_{ci}^{-1}$ とした。電子の温度は 10 [eV]とした。

4.2. 低密度領域における取り扱い

太陽風のような低密度のプラズマの計算を、ダーウィン近似を適用したハイブリッドコードで実施する際、電場の計算は、電子の運動方程式から導く為、密度で割る必要がある。この為、低密度領域において電場の計算が不安定となり発散する[10]。この問題を回避する為、真空領域とプラズマ領域の境を判別する際に使用するプラズマ密度の閾値を、太陽風の密度に対して50分の1として設定し、解析を実施した。この閾値以下の低密度と判断される領域は真空と判断し、ラプラス方程式を解いて電場を算出するのであるが、実際に真空と判断された領域の位置や体積は、推力算出に影響を及ぼさない程度であることを確認し、この発散回避策が妥当であることをあらかじめ確認した。

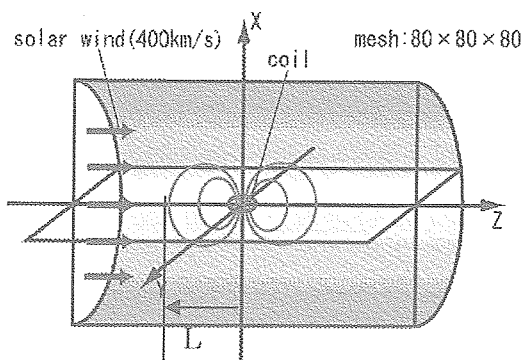


図4 解析体系.

表1 解析パラメータ.

CASE	L (m)	n_L/L	$\delta/\Delta x$	System Size(m)
1	$8.00E+05$	0.13	1	$4.00E+06$
2	$4.00E+05$	0.25	2	$2.00E+06$
3	$2.00E+05$	0.50	4	$1.00E+06$
4	$8.00E+04$	1.25	10	$4.00E+05$
5	$4.00E+04$	2.50	20	$2.00E+05$

n_L は磁気圏境界における太陽風のラーマ半径 ≈ 100 km
 δ は太陽風(陽子)のスキンデプス ≈ 100 km

4.3. 解析結果

図5にケース1におけるイオン粒子の位置と磁場のベクトルプロットを示す。また、図6にケース5における同様のプロットを示す。共に磁気圏の大きさが定常状態と判断できる時刻における結果である。磁場ベクトルについては、図4の計算体系において、 $-Y$ 方向から見た $Y=0$ 面における XZ 断面の結果を示している。粒子については、 $Y=0$ から ± 10 メッシュ分に位置している粒子を抜粋してプロットした。図5では、太陽風は、ダイポール磁場によってその運動方向を変えられ、磁気圏がクリアに形成されていることが確認できる。磁気圏境界付近における密度は、太陽風の密度の5倍程度となっており、理論値に近いことを確認した。ケース1以降、磁気圏半径が小さくなるにつれ、初期ダイポール磁場が太陽風粒子へ及ぼす影響は小さくなる。図6は、ラーマ半径が磁気

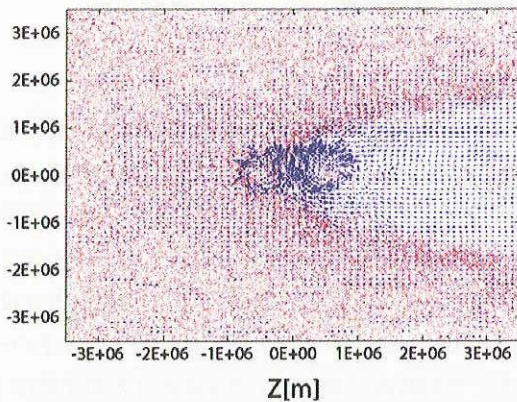


図5 ケース1におけるイオン粒子の位置と磁場のベクトルプロット ($t=12.2$ [s]).

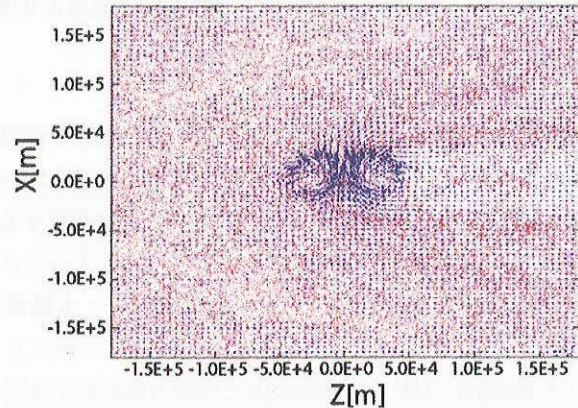


図6 ケース5におけるイオン粒子の位置と磁場のベクトルプロット ($t=0.6$ [s]).

図代表長よりも大きくなるケース5の結果であり、太陽風動圧とダイポール磁気圧が釣り合う位置 ($B = 41$ [nT]) で相互作用が生じず、イオンが磁気圏内に入り込む様子が確認できる。この場合、太陽風はさらに内側の強磁場によってラーマ半径を小さくされた状態で初めて偏向を受ける。このように相互作用が小さくなる為、ケース5のような体系では、磁気圏代表長で規格化している抗力係数は、次の章で解説するように、他ケースと比較して小さくなる。

4.4. 推力の算出

表1の各ケースにおける推力を算出する。本研究では、数cmのコイルに対して作用する磁場を算出するにはメッシュが粗い為、ローレンツ力を直接計算する電磁気学的な手法による推力の算出は困難である。そこで、太陽風(粒子)の運動量変化を合算し、その変化がすべて推力に寄与するとして推力を見積もる。運動量変化から推力を算出する方法と、ローレンツ力から推力を算出する方法に関しては、東京大学の西田らによる解析の結果、それらの値はほぼ同一であるという結論が得られている[11]。本研究における推力の評価は、運動量変化から推力を計算し、その値から無次元抗力係数を算出することで実施した。以下に無次元抗力係数の定義を示す。

$$C_d = \frac{F}{\frac{1}{2} \rho v^2 S} \quad (1)$$

ここで、 F は運動量変化がすべて推力に変わったとした時の推力値、 ρ は太陽風密度、 v は太陽風の速度、 S は表1の各ケースに示した磁気圏半径を円の半径とした場合の面積を示す。表1の各ケースにおける抗力係数の値を図7に示す。横軸は磁気圏代表長さ： L 、縦軸は抗力係数とした。磁気圏代表長さ(100 km)よりも大きな磁気圏($r_L/L < 1$)では、太陽風はMHD的な相互作用を受け、抗力係数はほぼ一定となる。これよりも小さな磁気圏($r_L/L > 1$)では、抗力係数は磁気圏の大きさに応じて変化する。その領域での太陽風の振る舞いは、粒子的となり、ハイブリッドコードによる解析が有効となる。図7から、MPSがターゲットとする数十kmの磁気圏においても、十分に推力が発生することが確認できる。磁気圏代表長さが40 kmであるケース5における抗力係数は1.0程度であり、その推力は3.4 [N]であった。

4.5. 課題

本解析では、初期磁場としてダイポール磁場を仮定しており、いわば、磁気セイルにおける推力算出を実施し

ていることとなる。磁気セイルにおける推力の発生メカニズムや、推力の推定はこれまでの研究から明らかとなっているが、磁気プラズマセイルの実現可能性の検証を行なう場合、本解析結果は不十分であるということが出来る。第一に初期磁場をダイポール状と仮定したが、プラズマ噴射による展開後の磁場形状がダイポール状となるかどうかは不明である。太陽風が吹く中において磁場展開を行い、推力を得る為の十分な磁気圏を形成できるかどうか、まさにこれから求められる解析である。磁気インフレーションを伴い、太陽風と磁場との相互作用を解析する必要があるが、その際の克服すべき課題については以下の点がある。第一に、スケールの問題である。前述したように初期磁場を生成するコイルは数cmから数mのオーダーである。そのオーダーに対して、推力を十分に得る為の磁気圏のサイズは数十kmである。このサイズの違いを考慮した解析を、固定長のメッシュで行う場合、仮にメッシュ幅を1mとすると、100kmサイズの領域を解析する為には、 10^{15} の計算格子点が必要となり、並列計算を実施するにもその限度を超えている。よって、可変メッシュ適用と並列計算を組み合わせる解析することが有効である。次に、太陽風と噴射プラズマとの構成要素(質量や密度)及び速度の違いがある。太陽風は速度が400 [km/s]、密度が 5×10^6 [m^{-3}]、それに対して噴射プラズマは、速度は2 [km/s]、密度は 10^{18} [m^{-3}]、を想定している。ハイブリッドコードなどの粒子コードは、粒子を超粒子として定義し、一個あたりの粒子がある数の粒子を代表するという考え方をを用いている。異なる密度のプラズマを扱う為には、この超粒子を複数定義する必要がある。また、これらの異なる質量の粒子が混ざり合った時に、個々の粒子のサイクロトロン周波数の100分の1程度の時間刻みを使用して計算すること、また、計算が発散しないような工夫を施すことも必要である。これらの課題を総括すると、太陽風と噴射プラズマの二種類のプラズマを定義し、インフレーションを実施しながら、太陽風と磁場の相互作用によって十分な推力を得ることができるかどうかを解析する必要がある。その際に、並列計算と可変メッシュを使用する。そして、磁場展開に使用する噴射プラズマのエネルギーを少なくし、いかに効率的に噴射しながら太陽風から推力を得ることができるかどうかを検討すべき重要な課題である。また、推力電力比についての議論も必要である。太陽風から得られる推力に対して、磁場展開の為に使用したプラズマのエネルギーをすべて後方噴射して得られる推力を比較した場合に、両者に何倍程度の差があるのか、つまりMPSが他の推進システムと比較して性能が良いかどうかを検証する必要がある。

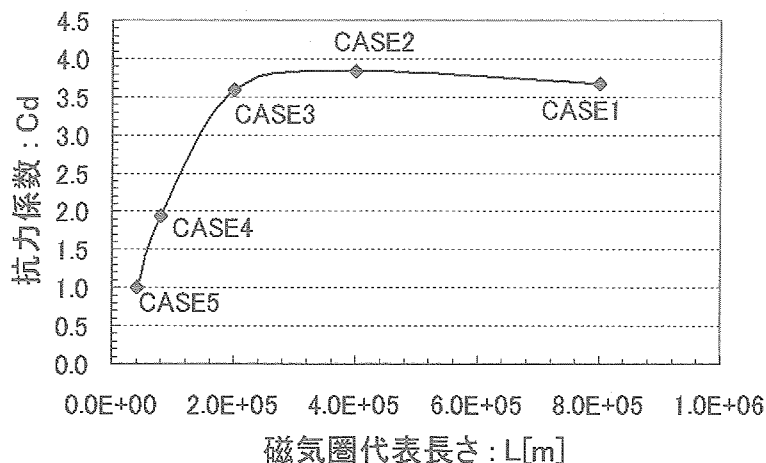


図7 磁気圏代表長さに対する抗力係数.

参 考 文 献

- [1] R.M. Zubrin, D.G. Andrews, Magnetic Sails and Interplanetary Travel, *15th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* AIAA - 89 - 2441, 1989.
- [2] R. M. Winglee, J. Slough, T. Ziemba, and A. Goodson; "Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion: Tapping the energy of the solar wind for spacecraft propulsion", *J. Geophys. Res.*, Vol. 105, pp. 21067-21077, 2000.
- [3] H. Yamakawa, H. Ogawa, K. Fujita, S. Nonaka, S. Sawai, H. Kuninaka, I. Funaki, H. Otsu, and Y. Nakawama; "Planetary Exploration by Magneto Plasma Sail", 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 52, pp. 148-152, 2004.
- [4] R. Asahi, I. Funaki, K. Fujita, H. Yamakawa, H. Ogawa, S. Nonaka, S. Sawai, H. Nishida, Y. Nakayama, and H. Otsu; "Numerical Study on Thrust Production Mechanism of a Magneto Plasma Sail", 40th *AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, AIAA - 2004 - 3502, 2004.
- [5] H. Nishida; "MHD Analysis of Thrust on Magnetic Sail", 24th *ISTS 2004-s-30*, 2004.
- [6] 秋田大輔, 鈴木宏二郎; "磁気セイルまわりの太陽風プラズマに関する数値解析", 第48回宇宙科学技術連合会講演会, 2H08, 2004.
- [7] E. J. Horowitz, D. E. Schumaker, D. V. Anderson; "A Three Dimensional Quasi-natural Hybrid Particle-in-cell code with Application to the Tilt Mode Instability in Field Reversed Configurations ", *J. Comp. Phys.*, Vol.84, pp. 279-310, 2004.
- [8] 朝日龍介, 舟木一幸, 藤田和央, 山川宏, 小川博之, 澤井秀次郎, 野中聡, 中山典, 大津広敬, 西田浩之; "磁気プラズマセイルにおける磁場拡大現象の数値解析", 第48回宇宙科学技術連合講演会講演集, pp. 1172-1177, 2004.
- [9] 船木一幸, 山川 宏, 藤田和央, 野中 聡; "磁気プラズマセイルによる深宇宙探査", 日本物理学会誌, Vol.58, No. 4, pp. 266-269, 2003.
- [10] A.P. Matthews; "Current Advance Method and Cyclic Leapfrog for 2D Multispecies Hybrid Plasma Simulation", *J. Comp. Phys.*, 112, pp. 102 - 116, 1994.
- [11] 西田浩之, 小川博之, 舟木一幸, 藤田和央, 山川宏, 野中聡, 稲谷芳文; "磁気セイルにおける推力ベクトル制御方法の電磁流体力学に基づいた検討", 第48回宇宙科学技術連合講演会講演集, 1F10, 2004, pp. 428 - 433.

Thrust Performance Assessment of Sub-scale Magnetic Sails by Particle Method

Kazuhisa FUJITA*

Abstract : Electromagnetic interaction between the solar wind and sub-scale magnetic sails was numerically analyzed to assess reaction forces exerted on the magnetic sail when its characteristic scale is reduced below the continuum limit at which the magneto-hydrodynamic approximations for the plasma flow fail. The hybrid particle-in-cell (PIC) method was used to take the finite Larmor-radius effects into consideration. The magnetic dipole intensity was changed so that the characteristic size of the magnetic sail changed from several kilometers to few thousand kilometers. The results show that the drag coefficient of the magnetic sail based on the representative radius of the magneto-hydrodynamic interaction decreases as the ratio of the ion Larmor radius to this representative radius becomes greater than unity. An approximate formula to compute the drag coefficient in a wide range of magnetic sail dimension has been developed.

Introduction

The primary barriers to deep space explorations may be low thrust densities, low thrust efficiencies, low specific impulses, or low thrust-to-power ratios of existing space propulsion systems. Although ion engines can actualize high specific impulses, their thrust densities are so low that long flight time to the target planet is inevitable. Contrary to this, the chemical propulsion can realize only poor specific impulses in exchange for high thrust densities to accelerate a spacecraft quickly. In order to increase a chance for low-cost, frequent, and quick access to deep space explorations, a breakthrough in space propulsion technologies may be necessary. From this viewpoint, as one of candidates for advanced space propulsion, solar sails and magnetic sails were studied in the past. Although their specific impulses are infinite in principal, there is an essential problem from an engineering standpoint that unrealistically gigantic structures should be constructed or deployed, and kept under control during the flight. For this reason, researches of the solar and the magnetic sails have slowed down.

Recently, Winglee and his coworkers have proposed an idea of magnetic inflation, in which the initial magnetic field attached to a spacecraft is expanded by injection of high-beta plasmas from the spacecraft to form finally a huge magnetic field, namely a magnetoplasma-sail (MPS), in place of using a substantial conducting coil of great dimensions¹⁻³. In view of reduced difficulty in producing a gigantic magnetic field, interests in using the solar wind for interplanetary propulsion have been renewed. Following Winglee, the author and coworkers have started to assess the feasibility of this concept, using both theoretical and experimental approaches^{4,9}.

In principle, both the magnetic sails and the magnetoplasma sails are accelerated by the Lorentz force originating

* IAT/JAXA

from interaction between the electric current induced in the solar wind plasma and the magnetic dipole in the spacecraft. Like in the electromagnetic interaction between the terrestrial magnetic dipole and the solar wind, in a quasi-steady state, the magnetic field generated by the spacecraft is surrounded by the magnetosphere boundaries, beyond which the solar wind plasmas cannot penetrate directly into the magnetosphere. Thrust obtainable from the solar wind is expected to be proportional to the cross section of the magnetosphere with respect to the stream direction, just like an aerodynamic drag about a blunt-body object in the atmospheric hypersonic flight. In such a situation, momentum of the solar wind is equilibrated with the magnetic pressure on the magnetosphere boundary, resulting in a unique magnetic flux density of $B \approx 40$ nT just inside this boundary. Larmor radii for electrons and protons for this magnetic flux density are at the order of 100 m and 100 km, respectively.

In practical applications, the dimension of the magnetosphere may be limited due to engineering implementabilities such as the induction coil and the power resources. With respect to the MPS, the dimension of the magnetosphere may be subject to the efficiency of magnetic field inflation in addition. If the representative radius of the magnetosphere is smaller than the ion Larmor radius, acceleration forces predicted by magneto-hydrodynamic (MHD) models may suffer from considerable errors, since MHD models are based on an assumption that Larmor radii of both electrons and ions are infinitely small in relation to the representative scales of the magnetic field.

Such a problem is known as the finite Larmor-radius effect in the field of nuclear fusion technologies and planetary plasma simulations. However, how the finite Larmor radius exerts an influence on acceleration force of the magnetic sail has not been well understood. In the past study⁹, to gain primary understandings of acceleration force generation in dipolar magnetic fields, electromagnetic interactions between sub-scale magnetic fields and plasma flows were numerically simulated by the full particle-in-cell (PIC) method in which kinetic motions of both electrons and ions are computed, using a magnetic field of small dimension. More practically, to perform a quantitative assessment of the finite Larmor-radius effect on acceleration force generation in moderately-scaled magnetic sails, the hypersonic plasma flows around the magnetic field are solved by the hybrid PIC method in this article.

Method of Analysis

Particle-in-Cell Model

The plasma flows and the electromagnetic fields are numerically computed by the hybrid PIC method. In this approach, electrons are treated as a continuum fluid consisting of massless particles, while kinetic motion of ions is solved in terms of sample particles. Since details of the hybrid PIC method can be found in the literature (Ref.10, for example), only a brief description is given below. As a primary assumption, the hypersonic plasma flows are assumed to consist of electrons and protons without Coulomb collisions, since the solar wind is highly rarefied. Kinetic motion of each proton is expressed by the equations of motion as

$$\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} = \frac{e}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial t} = \mathbf{v}_i \quad (2)$$

where \mathbf{r}_i and \mathbf{v}_i are the position and the velocity vectors of a proton, e is the elementary charge, m_i is the mass of a proton, and \mathbf{E} and \mathbf{B} are the electric field and the magnetic flux density vectors, respectively. The momentum

conservation for the electron fluid is approximated by

$$en_e (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) + \nabla p_e = 0 \quad (3)$$

where n_e is the number density of electrons, \mathbf{V}_e is the mean velocity vector of the electron fluid, and p_e is the electron pressure. Electrical neutrality is assumed by

$$n_e = n_i \quad (4)$$

where n_i is the number density of ions.

In this analysis, motion of the electron fluid is assumed to be isentropic since the electron fluid is subsonic everywhere in the flow under consideration, and since no external electric field is imposed. Consequently, the equation for electron energy conservation is not solved but an isentropic relation between the pressure and the density is introduced as

$$p_e/n_e^\gamma = \text{const.} \quad (5)$$

where γ is the specific heat ratio for the electron fluid.

Maxwell's equations describing the electromagnetic field are reduced based on the Darwin approximation, as

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (6)$$

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} = e(n_i \mathbf{V}_i - n_e \mathbf{V}_e) \quad (7)$$

where μ_0 is the magnetic permeability of vacuum and \mathbf{V}_i is the mean velocity vector of protons. Combination of Eqs.(3),(4), and (7) with elimination of n_e and \mathbf{V}_e yields an explicit expression for the electric field as

$$\mathbf{E} = \left(\frac{1}{en_i \mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right) \times \mathbf{B} - \mathbf{V}_i \times \mathbf{B} - \frac{1}{en_i} \nabla p_e \quad (8)$$

Equations (3) and (7) fail when particle densities are zero in the absence of a sample particle. In such a situation, the electric field is determined alternatively by

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \text{ and } \mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (9)$$

where ϕ is the electrostatic potential. Equation(6) is reduced to

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (10)$$

since $\nabla \times \nabla \phi = 0$.

Numerical Procedure

To perform the particle simulation with statistical operation involved, the electromagnetic field solvers are incorporated into the multi-purpose DSMC code, RARAC-3D¹¹. Equations (1) and (2) are integrated in time by the 4th-order Runge-Kutta method for each sample particle. The average density and the average velocity, n_i and \mathbf{V}_i respectively, are determined at each computational node from positions of sample particles by linear weighting (PIC method). The electron pressure is calculated by Eqs.(4) and (5) from the average ion density. The magnetic field is then determined by Eq.(6) from the electric and the magnetic field at the previous time step, and the electric field is

Table 1: Scale parameters for magnetic sail and computational domain.

Case	$\mu_0 m / 4\pi$ (Tm ³)	r_0 (m)	r_1 (m)	R_L	r_c/r_0	r_L/r_0	r_1/r_0	δ/r_0^b
1	4.34^{+10a}	3.16^{+05}	3.08^{+06}	0.100	3.22	10.2	9.73	0.323
2	1.37^{+09}	1.00^{+05}	9.73^{+05}	0.316	3.22	5.73	9.73	1.02
3	4.34^{+07}	3.16^{+04}	3.08^{+05}	1.00	3.22	3.22	9.73	3.23
4	1.37^{+06}	5.62^{+03}	5.47^{+04}	3.16	5.73	3.22	9.73	18.2
5	4.34^{+04}	1.00^{+03}	1.38^{+04}	10.0	10.2	3.22	9.73	102

^a 4.34^{+10} stands for 4.34×10^{10} , for example.

^b $\delta = 1.02 \times 10^5$ (m) is the skin depth of the solar wind plasma.

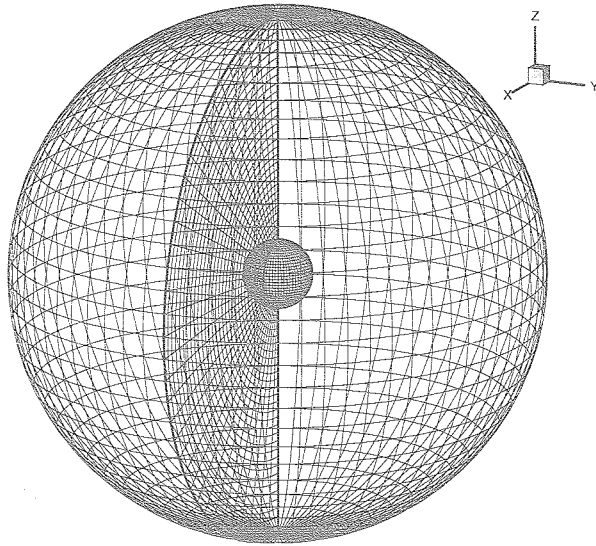


Fig 1: Spherical grid system consisting of 30-radial \times 37-latitudinal \times 73-longitudinal nodes.

etermined finally by Eq.(8) or (9).

In order to enhance accuracy in time integration, the leapfrog technique¹⁰ is used by introducing half-integral time steps. Since the magnetic flux density generated by a magnetic dipole varies roughly in proportion to r^{-3} , fine grids are necessary in the region where r is small for the flow and the magnetic field to be solved accurately. To realize this, a spherical grid system with radial reticulation is used in this study. The magnetic dipole is placed at the origin of the spherical grid system, aligned with the z coordinate in the positive direction. In order to avoid an excessive increase of the magnetic field intensity in the calculation domain, the inner boundary is set at $r = r_0$, which is small enough to have no influence on the flow and the magnetic field in electromagnetic interaction. The magnetic field intensity is fixed during time integration on this inner boundary. On the other hand, the outer boundary is set at $r = r_1$, depending on the magnetic dipole intensity, so that the final results are not affected by this boundary. A typical example of the grid system is shown in Fig.1. In addition to this base grid system, a staggered grid system is introduced to maintain $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ precisely during time integration. The magnetic field are defined at the staggered grid system.

Solar Wind and Magnetic Dipole Models

The solar wind is assumed to be a hypersonic plasma flow consisting of electrons and protons. Protons are assumed to be members of a Maxwell-Boltzmann velocity distribution function at 0.3 eV, while the electron temperature is assumed to be 10 eV. Average flow velocities of both electrons and protons are set identically to be 400 km/s. Average number densities of electrons and protons are given uniquely as $5 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$, based on the representative value at 1 A.U. The interplanetary magnetic field in the solar wind is neglected in this study. Proton samples are added at every outer surface element of the computational domain by the statistical inflow conditions based on the Boltzmann velocity distribution and the flow velocity. The flow direction is aligned to the x coordinate in the negative direction.

One important scaling parameter is the distance from the dipole center at which the dynamic pressure of the solar wind is equilibrated with the magnetic pressure produced by the initial magnetic field. This distance, denoted hereafter by r_c , represents the radius of the magnetic sail with respect to magneto-hydrodynamic interaction against the solar wind in a MHD approximation. Another scaling parameter is the distance from the dipole center at which the ion Larmor radius, L_i , is locally equivalent to the distance from the dipole center. This distance, defined by r_L , is the radius of the magnetic sail with respect to particulate Lorentzian interaction, in which motion of each proton is controlled by Lorentz force due to the initial magnetic field of the magnetic dipole. The ratio of L_i at $r = r_c$ to r_c , defined hereafter by $R_L \equiv L_i(r_c) / r_c$, is an important non-dimensional parameter representing the finite Larmor-radius effect in the magneto-hydrodynamic interaction. In the series of comparative computations, the value of R_L is changed by changing the magnetic dipole intensity, m .

The scale parameters of the magnetic sail and the computational domain are summarized in Table1. Dimension of the computational domain is changed in accordance with a variation of R_L so that the representative interaction radius, r_c or r_L depending on $R_L < 1$ or $R_L \geq 1$ respectively, can be located between $r = 3r_0$ and $6r_0$ in an attempt to reduce influences of grid resolution on the computed reaction force exerted on the magnetic dipole (see sixth and seventh column in Table1). Values of R_L ranging from 0.1 to 10.0 are tested in this study, which corresponds to variation of r_c from 10.2 to 3220 km. In the present study, the reaction force is calculated from a change in net kinetic momentum of inflowing and outflowing sample particles.

Numerical Results

Distribution of sample particles and magnetic field lines around the magnetic dipole for several computation cases are shown in Fig.2. Although the flow and the magnetic fields shown in Fig.2 are in a quasi-steady state statistically, instantaneous views of the flow and the magnetic fields suffer from slight fluctuations since they are essentially nonstationary in particle simulations. When the finite Larmor-radius effect is small ($R_L < 1$), magnetic field lines are deflected toward downstream due to induced current generated in the solar wind plasma. In this case, interaction between the solar wind and the magnetic field around the dipole is close to that predicted using the MHD approximations, since the Larmor radius at the magnetosphere boundary is much smaller than dimension of the magnetosphere. In Case 1, the skin depth of the solar wind is expected to be $0.323 r_0$, as shown in Table1. In Fig.2a, the magnetic field lines do not seem to penetrate into the solar wind plasma, resulting in a distinct magnetosphere boundary around the magnetic dipole. An ion acoustic shock wave and a shock layer are formed ahead of the magnetosphere, as shown in Fig. 3a.

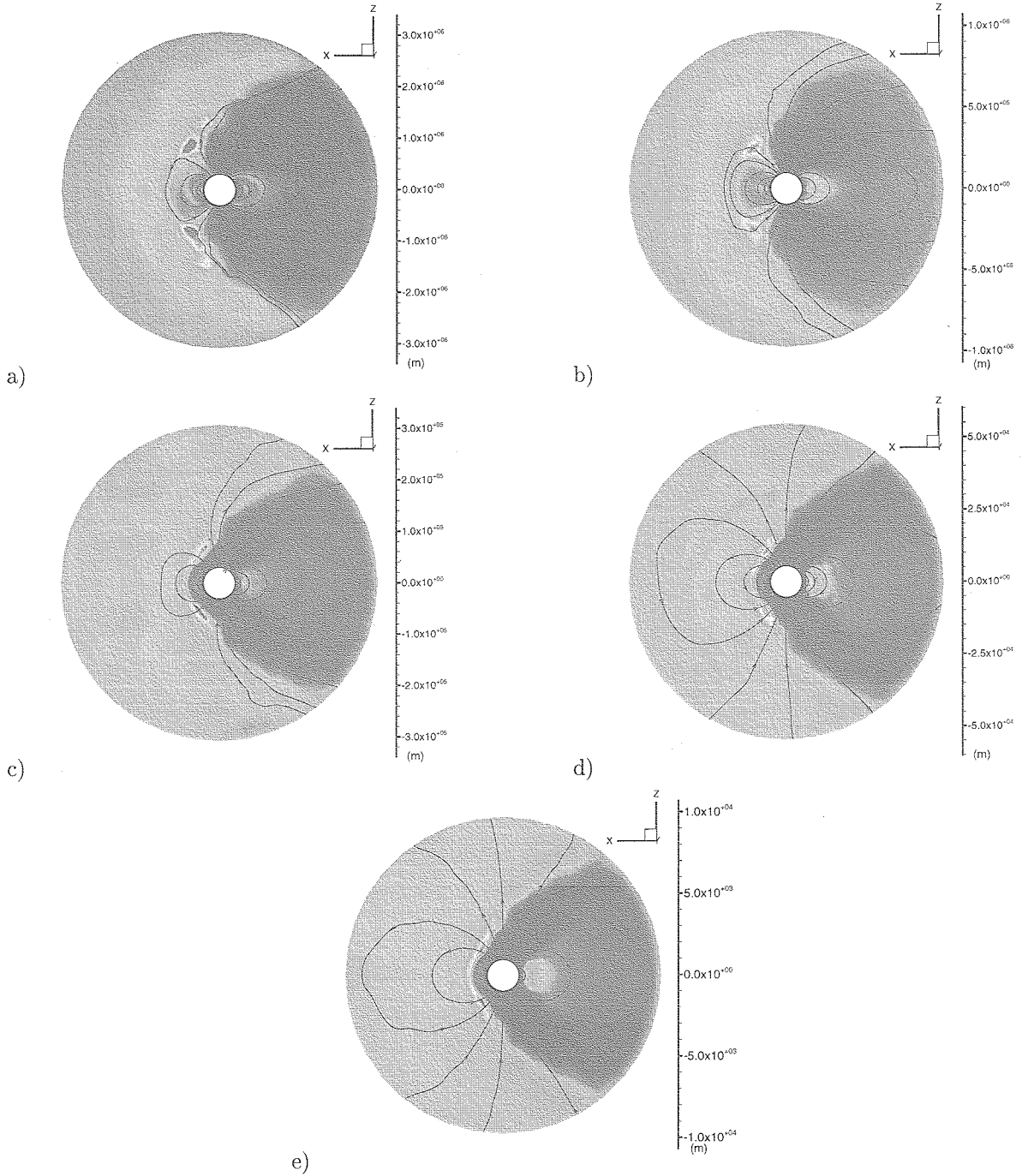


Fig 2: Distributions of sample particles and magnetic field lines on $x - z$ plane for a) $R_L = 0.100$, b) 0.316, c) 1.00, d) 3.16, and e) 10.0.

In contrast to this, as R_L increases or the ratio of δ to r_c increases, the magnetic field lines become less deflected toward downstream and penetrate into the solar wind plasma to a greater extent, resulting in a less distinct magnetosphere boundary, as seen in Figs. 2b to 2e. When $R_L \geq 1$, the plasma flows are no more deflected at $r = r_c$ but at $r = r_L$ by the particulate Lorentzian interaction (see Figs. 2c to fig 2e). In such a situation, no clear bow shock wave is formed upstream of the magnetic dipole, as seen in Fig. 3b.

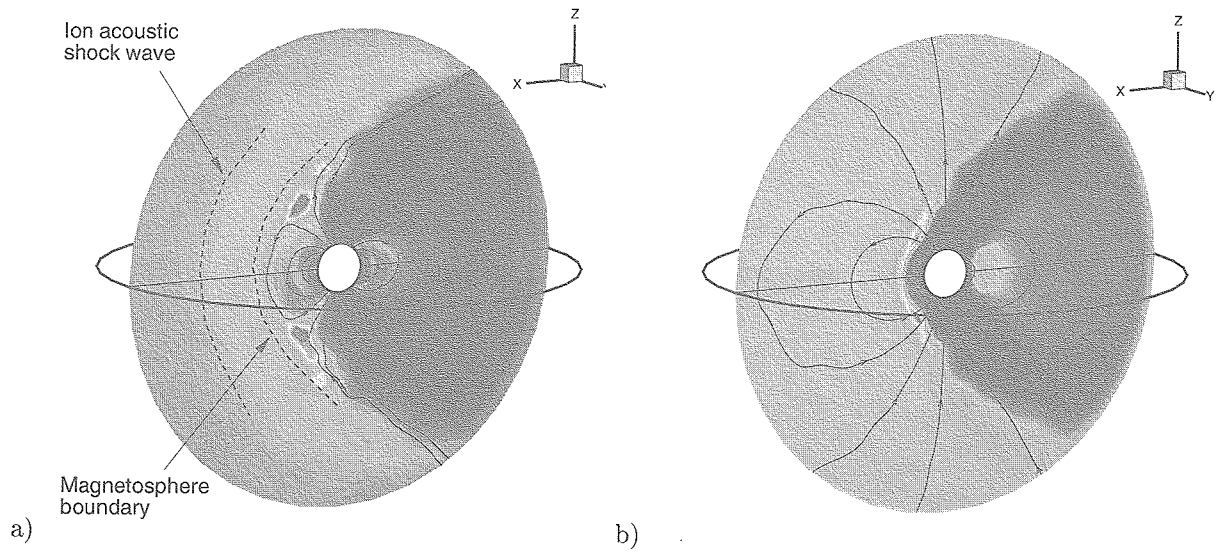


Fig 3: Ion number density distribution computed for a) Case 1 ($R_L = 0.100$) and b) Case 5 ($R_L = 10.0$).

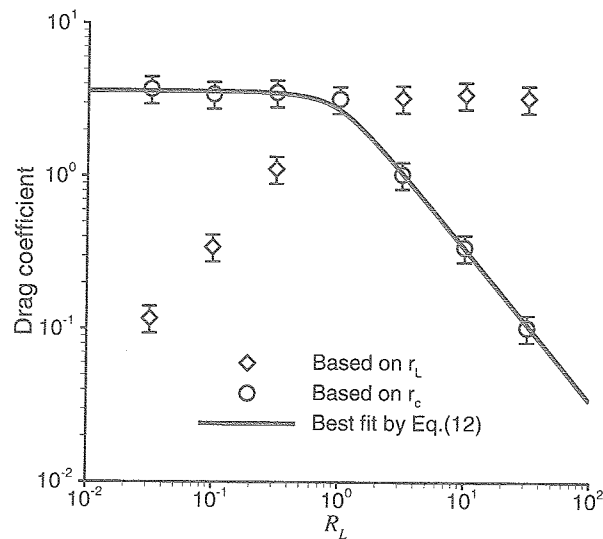


Fig 4: Variation of drag coefficients based on r_c and r_L along with R_L .

Drag force generated on the magnetic dipole, F_D , was computed from a change in the total kinetic momentum of inflowing and outflowing sample particles by taking an ensemble average after the flow and the magnetic field converged to a quasi-steady state. The drag coefficient, C_D , was computed using the drag force obtained above by

$$C_D = \frac{F_D}{\rho V_i^2 S/2} \quad (11)$$

where ρ is the mass density of the solar wind and S is the referential cross section. Two referential cross sections, $S_c \equiv \pi r_c^2$ and $S_L \equiv \pi r_L^2$ based on the magneto-hydrodynamic and the particulate interaction respectively, were used. The results are plotted against R_L in Fig.4.

The drag coefficient based on r_c is estimated to be 3.6 ± 0.7 and independent of R_L when the magneto-

hydrodynamic interaction is dominant, or $R_L < 1$. However, the drag coefficient decreases along with an increase in R_L as the particulate Lorentzian interaction becomes superior to the magnet-hydrodynamic interaction, or $R_L \geq 1$. Contrary to this, the drag coefficient based on r_L is estimated to be 3.4 ± 0.7 regardless of R_L when the particulate Lorentzian interaction is dominant ($R_L \geq 1$), and decreases with R_L when the magnet-hydrodynamic interaction is dominant ($R_L < 1$). That is, the representative cross section of the dipole magnetic sail switches from S_c to S_L at $R_L=1$. For above reasons, the non-dimensional parameter R_L is considered to be a measure of particulate effects on magneto-hydrodynamic interaction between the solar wind and the magnetic field generated by a magnetic dipole.

An approximate formula of the drag coefficient is given below for the purpose of quick estimation. The drag coefficient based on r_c is given as a function of R_L by

$$C_D = \begin{cases} 3.6 \exp(-0.28R_L^2) & \text{for } R_L < 1 \\ \frac{3.4}{R_L} \exp\left(-\frac{0.22}{R_L^2}\right) & \text{for } R_L \geq 1 \end{cases} \quad (12)$$

In interaction between the solar sail and the magnetic dipole, R_H is related to r_c by

$$R_L = 1.02 \times 10^5 / r_c \quad (13)$$

As illustrated in Fig.4, good agreement is obtained between the drag coefficients calculated by Eq.(12) and obtained by the hybrid PIC computation.

The drag coefficient based on r_c is plotted against r_c in Fig.5, using Eqs. (12) and (13). The drag coefficient is found to decrease to 0.5 at $r_c=15$ km, and to 0.1 at $r_c=3$ km approximately. Since the relation between r_c and r_L is based on the magnetic field generated by a magnetic dipole, in which the magnetic flux density decreases in proportion to r^{-3} , Eq. (12) may fail when other type of the magnetic field, such as the two dimensional induction coil and the inflated magnetoplasma sail, is used.

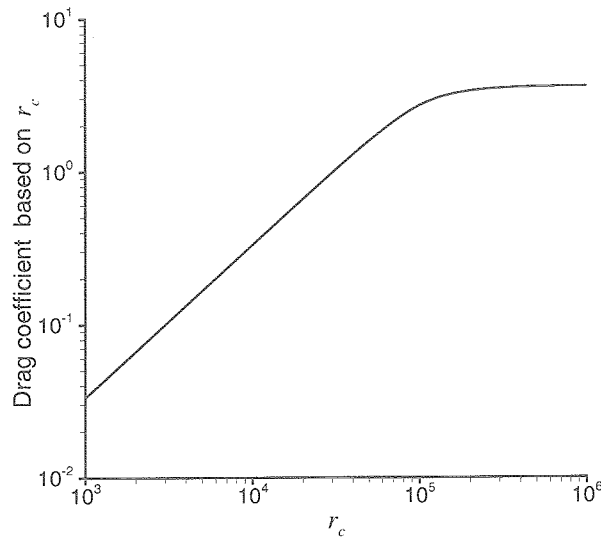


Fig 5: Variation of drag coefficients based on r_c along with r_c .

Conclusion

Numerical simulations of electromagnetic interaction between the solar wind and the magnetic dipole were made by using the hybrid PIC method for flows in which the finite Larmor-radius effect becomes significant. The drag coefficients of the magnetic dipole with respect to the solar wind were obtained in a wide range of magnetic sail dimension. The results show that electromagnetic interaction can be divided into two types according to the ratio of ion Larmor radius to the characteristic length of the initial magnetic field, R_L : the magneto-hydrodynamic interaction for $R_L < 1$ and the particulate Lorentzian interaction for $R_L \geq 1$.

The drag coefficient based on r_c is found to decrease as the finite Larmor-radius effect becomes significant, while that based on r_L is independent of R_L for $R_L > 1$. This suggests that the representative interaction radius of the magnetic dipole is given by r_c for $R_L < 1$ and by r_L for $R_L > 1$. An approximate formula describing the drag coefficient in a wide range of r_c is developed from the drag forces obtained by the PIC analysis. Using this formula, the drag coefficient is estimated to decrease to 0.5 at $r_c = 15$ km, and to 0.1 at $r_c = 3$ km approximately.

References

- [1] Winglee, R.M., Slough, J., Ziemba, T., and Goodson, A., "Mini-magnetospheric Plasma Propulsion: Tapping the energy of the solar wind for spacecraft propulsion," *J. Geophys. Res.*, **105**(20), 833 (2000).
- [2] Winglee, R.M., Slough, J., Ziemba, T., and Goodson, A., "Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion: High Speed Propulsion Sailing the Solar Wind," in *Space Technology and Applications International Forum-2000*, edited by El-Genk, M.S., CP504, AIP Press, 962 (2000).
- [3] Winglee, R.M., Slough, J., Ziemba, T., Euripides, P., and Gallagher, D., "Laboratory testing of mini-magnetospheric plasma propulsion prototype," in *Space Technology and Applications International Forum-2001*, edited by El-Genk, M.S., CP552, AIP Press, 407 (2001).
- [4] Yamakawa, H., Ogawa, H., Fujita, K., Nonaka, S., Sawai, S., Kuninaka, H., Funaki, I., Otsu, H., and Nakayama, Y., "Planetary Exploration by Magneto Plasma Sail," *J. Japan Society for Aeronautical and Space Science*, **52**(603) 148 (2004).
- [5] Yamakawa, H., "A Guidance Strategy for the Radially Accelerated Trajectory," AAS Paper 03-521, *AAS/AIAA Astrodynamics Specialist Conference*, Montana, USA, (2003).
- [6] Funaki, I., Asahi, R., Fujita, K., Yamakawa, H., Ogawa, H., Nonaka, S., Otsu, H., Sawai, S., and Kuninaka, H., "Thrust Production Mechanism of a Magnetoplasma Sail," AIAA Paper 2003-4292, *34th AIAA Plasma Dynamics and Lasers Conference*, Orlando, USA, (2003).
- [7] Asahi, R., Funaki, I., Minami, T., Yamakawa, H., Fujita, K., Ogawa, H., "Thrust Production Mechanism of a Magnetoplasma Sail," Paper 2H9, *47th Symposium on Space Science and Technology*, Niigata, Japan, Nov. (2003).
- [8] Nishida, H., Ogawa, H., and Inatani, Y., "MHD Analysis of Thrust on Magnetic Sail," ISTS 2004-s-30, *24th International Symposium of Space Technology and Science*, Miyazaki, Japan (2004).
- [9] Fujita, K., Funaki, I., Ogawa, H., and Yamakawa, Y., "Thrust Production Analysis of Sub-scale Magnetoplasma Sail Using Particles Method," ISTS 2004-o-3-07v, *24th International Symposium of Space Technology and Science*, Miyazaki, Japan (2004).
- [10] Buchner, J., Dum, C.T., and Scholer, M., *Space Plasma Simulation*, Springer-Verlag, New York, (2003).

- [11] Fujita, K., Inatani, Y., and Hiraki, K., "Attitude Stability of Blunt-Body Capsules in Hypersonic Rarefied Regime," *Journal of Spacecraft and Rockets*, 41(6) 925 (2004).

磁気セイルの推進力の見積もりと性能向上のためのオプション

秋田 大輔*・鈴木 宏二郎**

Estimation of Magnetic Sail Thrust and Options for Performance Improvement

Daisuke AKITA* and Kojiro SUZUKI**

Abstract : In the present study, a small magnetic sail consisting of a 4m-diameter coil, which seems to be reasonable size as a test vehicle realizable within the present technology level, is considered. Interaction of the solar wind with the magnetic sail is numerically simulated by the full particle (PIC) method. Fundamental features of the flow field and the induced electromagnetic field around the small magnetic sail are clarified. Force acting upon the magnetic sail, which is estimated by considering the Lorentz force generated by the induced electromagnetic field and the momentum change of the solar wind around the magnetic sail, is in the order of 10^{-3} mN. Additionally, optional concepts of sailing propulsion, which use applied electric field or artificial charged particles, are also considered. The new concepts may improve the acceleration performance and/or payload capacity of the sailing propulsions.

Keywords : Magnetic Sail, Plasma Flow, PIC Method

概 要

コイル直径 4 m の磁気セイルについて、Full PIC法を用いて太陽風と電磁場の干渉解析を行い、太陽風流れ場や誘導電磁場の基本的な特性について調べるとともに、太陽風粒子の総運動量変化や $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 力から磁気セイルの推力を見積もった。その結果、ここで想定したような磁気セイルでは 10^{-3} mN 程度の推力が得られることが分かった。また、セイリング推進の性能を向上させるオプションとして、磁場ではなく電場を印加した場合の効果や、電荷を帯びた微粒子で構成される光圧を利用した新しい推進システムの可能性について検討した。

1. はじめに

Pioneer 10 や Voyager 1 によるプロジェクトに代表される太陽系外縁などの深宇宙探査に対する要求は非常に高い。このような探査の機会を増やすためには、ミッション期間を短縮し、運用コストを削減することが望まれる。しかし、Isp や推力電力比の点で、既存の推進システムの能力向上によるミッション期間の大幅な短縮は難しく、

* Graduate Student, Dept. of Advanced Energy, University of Tokyo

** Dept. of Advanced Energy, University of Tokyo

推進システムにおける何らかの質的变化を模索する必要がある。

ソーラーセイルや磁気セイル [1], [2] などのセーリング推進は、太陽からのエネルギーフラックスを推進力に変換する Isp 無限大の推進システムであり、上のような深宇宙探査等での利用が期待されるコンセプトのひとつである。しかし、ソーラーセイルと磁気セイルは、それぞれをドライブする太陽光と太陽風のエネルギー密度が低いため、衛星が十分な加速を得るためには、ともに大規模でかつ軽量の構造の製造・展開が必要となる。図1は、太陽光圧と太陽風動圧をそれぞれ太陽からの距離に対して示したものである。ソーラーセイルについては、太陽光圧が地球公転軌道付近で 10^{-6} Pa 程度であり、数十mから数百mの薄膜を展開できれば、数mN から数十mN 程度の推力を得ることができる。一方、磁気セイルは、光圧に比べ3桁小さい太陽風動圧を駆動源とするため、ソーラーセイルに比べ数十倍大きいセイル(磁場)を展開できれば、ソーラーセイルと同程度の推力が得られることになる。磁気セイルの場合は、磁場がセイルとなるため、磁場を印加するためのコイルは、必ずしも巨大である必要はない。

また、ソーラーセイルや磁気セイルにおいて、性能の向上が期待される方法として、磁場だけでなく電場の印加も利用する方法や、Winglee^[3]らが提案したプラズマを噴射し、その凍結膨張によって有効な磁場領域を拡大する方法(燃料必要)、Sheidon^[4]らが提案した電荷を帯びた微粒子をソーラーセイルの薄膜の代わりに利用して太陽光を反射し推進する方法などが考えられている。Sheldonらが提案した方法は、電磁気的な作用で荷電粒子を衛星まわりに捕捉するため、ソーラーセイルと磁気セイルを融合したようなコンセプトと言える。しかし、これらの方法はコンセプトが提案されただけで、まだ具体的には検討されていない。

本稿では、磁気セイルの推進力の見積もりと電場を印加した場合の効果、また、Sheldonらの方法における荷電粒子の捕捉方法に関する簡単な検討について報告する。

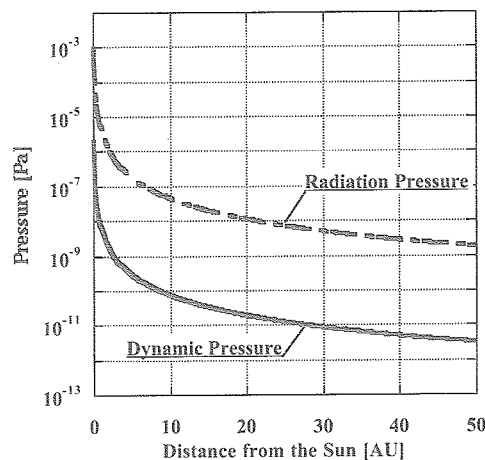


図1 太陽からの距離に対する太陽光圧と太陽風動圧の変化。

2. 磁気セイルの推進力の見積もり

2.1. 解析アプローチ

PIC法^[5]を用いて高速希薄プラズマ流と印加磁場との干渉解析を行い、誘導電流と印加磁場との $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 力および太陽風粒子の総運動量変化から、磁気セイルの推進力の見積もりを行う。

磁場を印加するための磁気セイルのコイルには、高温超伝導材の使用を想定する。表1に示すように、実際の打ち上げを考えコイル直径4m、印加磁場はコイル中心で0.06T(電流 ~ 190 A \cdot Turn)とする。これは、現在の高温超伝導に関する技術レベルを若干上回る程度の値である^[6]。

この磁気セイルについて、Zubrinの方法^{[1],[2]}を用い推力を簡易的に推算する。磁気セイルの印加磁場はコイル中心から距離の3乗で低下するダイポールを仮定する。その結果、図2に示すような太陽風の動圧と印加磁気圧がつり合う面が決定する。この面を剛体と仮定し、Newton流近似で面上の圧力分布(図2参照、 C_p :圧力係数)から、この剛体にはたらく太陽風の抗力を計算し、それがすなわち磁気セイルの推力とすると、この場合の推力は0.1 mNのオーダーとなる。

図3に、ここで想定する磁気セイルと地球公転軌道付近での太陽風との電磁気的な干渉スケールを示す。地球公転軌道付近での太陽風条件^[7]は、表2に示す値を用いた。 r_{mp} は、磁気セイル中心から太陽風動圧と印加磁気圧のつり合い点までの距離(~ 230 m), v_{∞} は一樣流速であり、磁気セイルと太陽風のマクロな干渉スケールを示している。 ω_p , ω_{ce} , ω_{ci} はそれぞれプラズマ周波数, 電子サイクロトロン周波数, イオンサイクロトロン周波数であり, λ_D , λ_{ce} , λ_{ci} はそれぞれデバイ長, 電子サイクロトロン半径, イオンサイクロトロン半径である。図には、各スケールにおいて適当な計算モデルも付せて示している。粒子(イオン, 電子)の運動スケールを解像する必要がない場合は、計算コスト上MHD近似が有用であり、逆に、電子の運動スケールまで解像する必要がある場合は、粒子コード(Full PIC法)が適切である。ここで想定する磁気セイルまわりの太陽風流れのシミュレーションでは、電子の運動スケールを解像するため、Full PIC法を採用する(Ref. [8],[9],[10]参照)。

図4に計算格子を示す。計算領域は $500\text{ m} \times 500\text{ m} \times 500\text{ m}$, 格子幅は10 mの等間隔であり、デバイ長 λ_D (11.6 m)以下である。磁気セイルはコイル直径4 m, 中心磁場0.06 Tであり、ダイポールのベクトルが主流に対向するように計算領域中心に配置する。

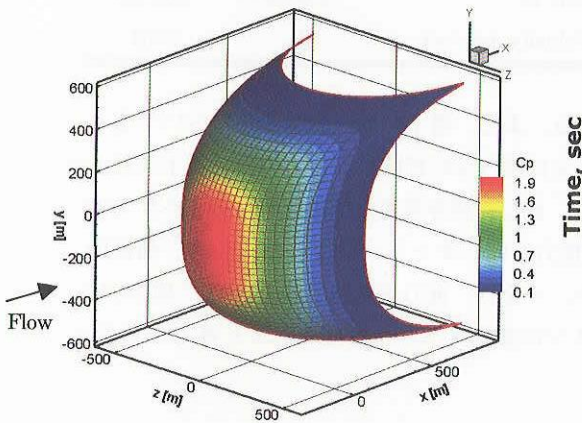


図2 太陽風動圧と印加磁気圧のつり合い面。

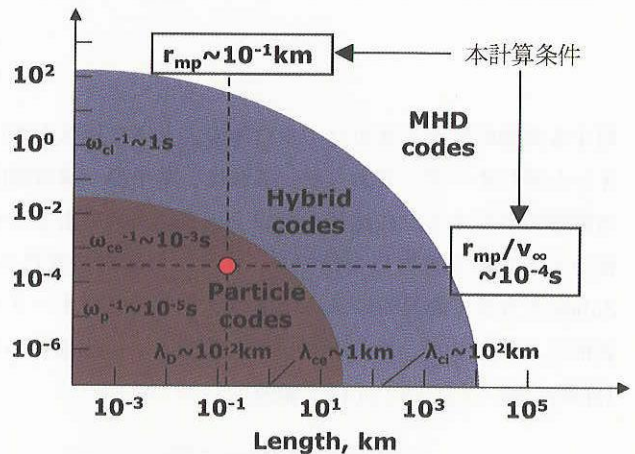


図3 電磁気的干渉スケールと計算モデル。

2.2. 解析結果

図5, 6に磁気セイルまわりのダイポールベクトルを含む断面における太陽風電子, 陽子の数密度分布および流線を示す。電子とイオンでは、質量と熱速度の違いから、印加磁場の影響領域に一桁程度の差がある。結果、電子に比べ、イオンはより磁気セイル近傍まで到達し、電荷分離が生じる。電荷分離によって、図7に示すように、磁気セイル付近で最大50 V程度の静電ポテンシャルが誘導される。電子はそれを打ち消すように、磁気セイル中心へ引き寄せられるが、イオンは流れの運動エネルギーが1 keV程度であるため、比較的その影響は小さい。また、誘導磁場は、印加磁場に比べ十分小さく、流れ場に対する影響はほとんど無視できる程度であった。この場合、イオン粒子の総運動量変化から見積もった磁気セイルの推力は 10^{-3} mNのオーダー、一樣流動圧とコイル面積で無次元化した抗力係数は90程度となった。抗力係数が比較的大きな値をとるのは、磁気セイルの太陽風に

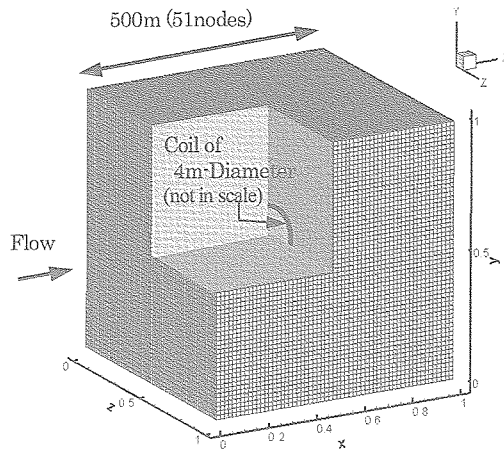


図4 計算格子.

表1 磁気セイル条件.

Diameter of Coil, m	4
Applied Current, kA / Turn	190
Magnetic Flux Density at Coil Center, T	0.06

表2 太陽風条件.

	Proton	Electron
Velocity, km/sec	400	
Number Density, $1/\text{cm}^3$	5	
Temperature, K	120,000	140,000
Thermal Velocity, km/sec	45	2061

対する実効的な大きさがコイル自体の大きさに比べ大きいためである。また、電子の総運動量変化についてもイオンと同じオーダーであった。これは、電子の一樣流動圧は、イオンに比べ3桁程度小さいものの、電子に対する影響領域がイオンに比べ1桁以上大きいためであると考えられる。また、誘導電流と印加磁場との $J \times B$ 力の積分から求めた推力についても、イオンの運動量変化から求めた推力と同じオーダーとなった。一方、前節の Zubrin の方法で簡易的に求めた推力は 0.1 mN のオーダーであった。つまり、推力を見積もる上での、実際の代表的なスケールは、Zubrin の方法で仮定した rmp より小さく、イオンの運動スケール程度であると考えられる。(詳細は Ref. [8], [9], [10] 参照)

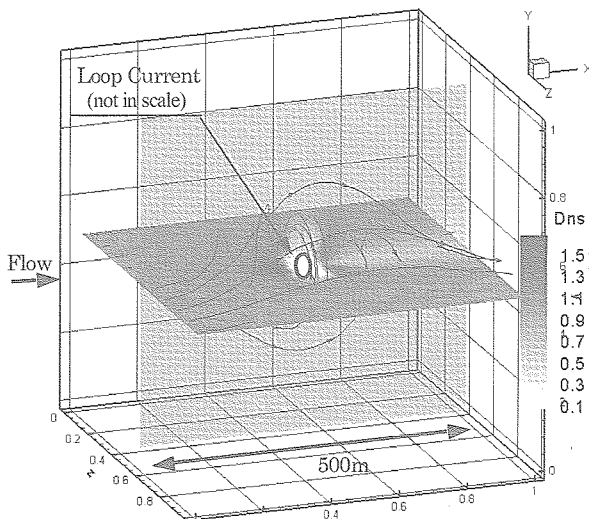


図5 電子数密度分布と流線(磁場印加).

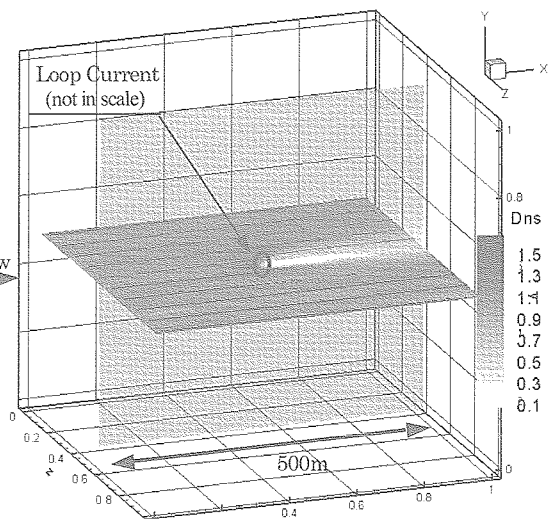


図6 陽子数密度分布と流線(磁場印加).

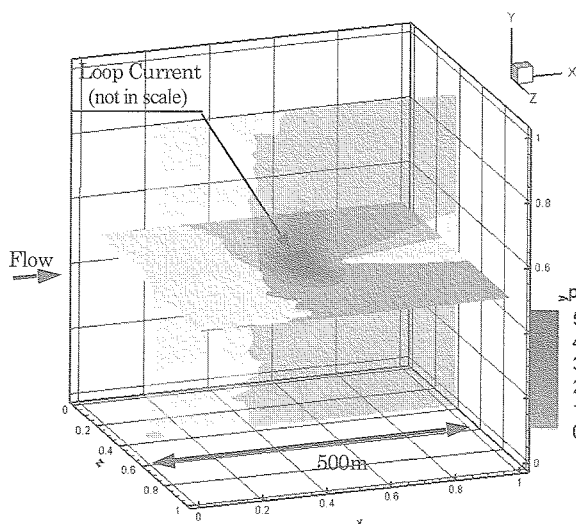


図7 静電ポテンシャル分布 (磁場印加).

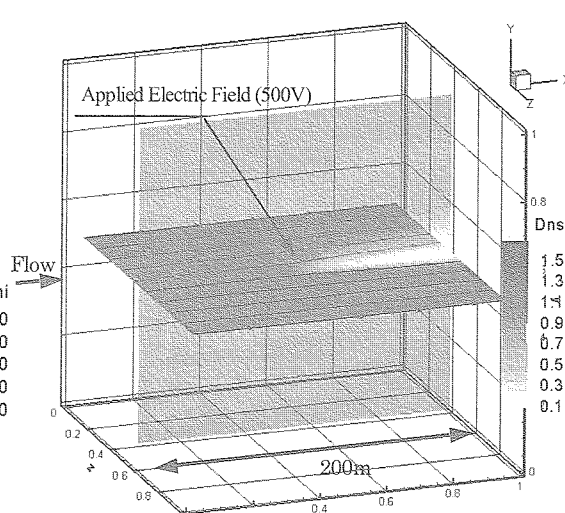


図8 陽子数密度分布と流線 (電場印加).

2.3. 電場印加の効果

磁気セイルの性能を向上させる方法のひとつとして、電場を印加した場合の効果調べた。図8に電場を印加した場合のイオンの数密度および流線を示す。ここでは簡単のため、計算領域は $200\text{ m} \times 200\text{ m} \times 200\text{ m}$ 、太陽風数密度は地球公転軌道付近の $1/10$ とし、磁場は印加せず常に計算領域中心に 500 V の電圧がかかっているとす。電子は熱速度が一樣流速度に比べ速いため、印加電圧を打ち消すよう中心に引き寄せられる分布となる。一方、イオンは図8に示すように磁気セイル背後で図6に似た後流を形成している様子がわかる。イオンは電圧を印加した計算領域中心より上流では減速され、下流では加速されるが、磁場を印加した場合と同様にその軌道が曲げられることで流れ方向の運動量変化から推力が発生するものと考えられる。この条件下でのイオンの総運動量変化から求めた推力は、一樣流動圧とコイル面積で無次元化して 0.4 程度であった。これから、磁気セイルにおいて磁場だけでなく電場も印加することで、得られる推力が増加する可能性があることがわかる。

3. 光圧利用の可能性^[11]

ここでは、Sheldonらが提案した、帯電した微粒子を電磁気的作用によって衛星のまわりに捕捉し、光の運動量フラックスを受けて推進するセイリング推進について、荷電粒子の捕捉方法を簡単に検討する。

いま、理想的な状態として、衛星まわりの太陽光を受ける粒子の数密度は十分小さく、すべての粒子に一樣に光が当たる状態を考える。太陽光を反射する粒子として、半径 $0.1\ \mu\text{ m}$ のシリカ粒子 (投影面積 $3 \times 10^{-14}\ \text{ m}^2$ 、密度 $2\ \text{ ton/m}^3$ 、反射率 50%) を仮定すると、粒子1個の質量は $8.4 \times 10^{-18}\ \text{ kg}$ となり、地球公転軌道付近 (光圧 $\sim 4.5 \times 10^{-6}\ \text{ Pa}$) で $1\ \text{ N}$ の推力を得るためには、総粒子数 1.4×10^{19} 個、総質量 $116\ \text{ kg}$ 程度が必要となる。粒子を探査機まわりに捕捉するための装置を $100\ \text{ kg}$ とすると、推進システム重量は $216\ \text{ kg}$ 、面密度で評価すると $1\ \text{ g/m}^2$ 程度となる。現在のソーラーセイルでは、薄膜を支持するための構造重量を含め $10\ \text{ g/m}^2$ 以上であるから、このコンセプトはソーラーセイルと比べ構造的に困難な膜面の展開が不要となるだけでなく、加速性能の向上やペイロードの増加も期待できることがわかる。これは、薄膜を微粒子に分解することで、すべての粒子に太陽光が当たり、効率が向上するためである。よって、簡単には粒子径は小さいほど性能は向上する。磁気セイルやプラズマセイルと比べると、太陽風に比べ3桁程度大きい太陽光の運動量フラックスを利用できるため、要求される有効磁場サイズの縮小が期待でき、必要な大きさの磁場を生成しやすくなる。

ここでは荷電粒子として特定のダストや分子を想定するのではなく、仮想的な質量と電荷を持った粒子を考える。荷電粒子の捕捉方法としては、円電流のミラー磁場を用いた最も簡単な方法を考え、まず単一荷電粒子の捕捉条件を検討して、粒子軌道解析による確認を行う。

円電流のつくる磁場を中心からの距離 r に対して $B = B_0 (r_0/r)^3$ と表す(B_0 :中心磁束密度, r_0 :円電流半径)。円電流中心からの距離 r における荷電粒子の磁場への捕捉条件は、粒子のサイクロトロン半径 r_c が系の代表長 r に比べ十分小さい場合($r_c \ll r$)と考えられる。仮に、代表長を円電流半径とし $r = r_0 = 10$ m, 円電流中心磁束密度 $B_0 = 10^{-4}$ T, 円電流中心からの距離 $r \sim 100 r_c$, 粒子速度 $v = 1$ m/secとすると、荷電粒子が捕捉されるための条件は、単位質量あたりの電荷が 10^5 C/kg程度以上となる。ここでは仮に、半径 $r_p = 10$ nm, (密度 ~ 2000 kg/m³), 質量 $m = 10^{-21}$ kg, 電荷 $q = 1000 e$ の荷電粒子を考える。この場合、荷電粒子の軌道は、地球まわりのVan Allen帯のそれと同じように磁力線に巻き付き、緯度方向に反復しながら経度方向にドリフトする。このような粒子軌道は、当然粒子の初期位置・速度によって大きく異なるものの、上の条件で荷電粒子が印加磁場まわりに捕捉されることが確認できた。この条件下で単位質量あたりの電荷量が 10^5 C/kgより小さい場合には、荷電粒子は磁場に捕捉されることがなく円電流から離れていく軌道をとる。

粒子に一定方向の外力(光圧)が加わる場合は、捕捉条件として上の条件に加えLorentz力がその外力に比べ十分大きいことが必要となる。外力は簡単に、地球公転軌道付近での光圧と粒子断面積(粒子半径 ~ 10 nm)の積と仮定する。 $q/m = 10^5$ C/kgの場合の粒子軌道を図9に示す。図中の円は円電流サイズを示している。荷電粒子は円電流周囲に捕捉され、粒子軌道は外力を加えた方向に変形していることが確認できる。また、これより強い外力を加えた場合は、荷電粒子は磁場に捕捉されることはなく円電流から離れていく軌道をとる。

多数の荷電粒子を扱う場合も上と同様の捕捉条件が必要となるが、粒子速度に対応する粒子温度が導入される。粒子温度は熱速度が上の条件と同程度となるように設定し、電気的中性を保つため、極性のみが異なる2種類の荷電粒子を投入する。初期条件は、計算領域中心に一辺30 mの立方体を考え、その中に荷電粒子が一様に分布した状態とし、粒子法[9]により解析を行った。初期条件下におけるセルひとつあたりのサンプル粒子数は30程度である。図10は、初期条件から数サイクロトロン運動周期(0.1秒オーダー)経過後の円電流まわりの中心断面における粒子数密度分布を示したものである。円電流まわりに数密度の高い領域ができ、粒子が捕捉されている様子がわかる。

荷電粒子の捕捉条件についてまとめると、一種類の荷電粒子を磁場の印加によって捕捉する場合は、粒子にかかる磁場によるLorentz力が粒子慣性力や外力(光圧)、静電力に比べ十分大きいことが条件として必要となる。慣性力に対する条件により粒子電荷、質量、温度が制限され、外力に対する条件で粒子サイズが制限される。

粒子の捕捉を向上させる方法としては、ダストプラズマを用いプラズマを印加磁場で捕捉し太陽光を受けるダスト粒子はその静電力で閉じ込めることや、印加電磁場の配位などに対する改良等が考えられる。しかし、ある程度の粒子拡散も免れないと考えられる。この場合、荷電粒子は推力を得るための燃料と考えられ、その性能向上にはより十分長い捕捉時間を得るための何らかの工夫が必要であろう。また、今回の計算では仮想的な荷電粒子を想定して解析を行ったが、今後、分子からダストまでを含む様々な荷電粒子を扱うためには、今回の数値計算による解析を拡張することも重要である。

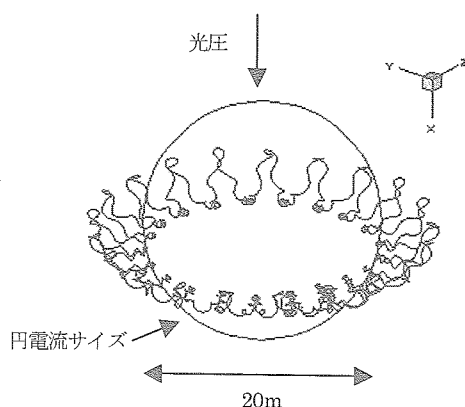


図9 光圧を受けた場合の捕捉された荷電粒子の軌道。

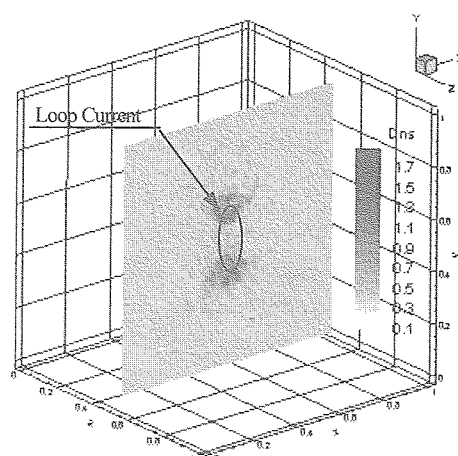


図10 円電流まわりの粒子数密度分布。

4. まとめ

4 mサイズの磁気セイルについて、Full PIC法で太陽風と電磁場の干渉解析を行い、推力の見積もりを行った。その結果、現象スケールとして粒子の運動スケール（影響領域サイズ）が支配的であることがわかった。電場を印加した場合についても解析を行い、磁気セイルの推力が増加する可能性があることを示した。

また、電荷を帯びた微粒子で構成される、光圧を利用した推進システムの可能性について検討した。システム重量的に大きなメリットをもつ推進コンセプトであるが、円電流のつくる磁場に対する荷電粒子捕捉の基本特性を調べた結果、その成否のカギは粒子の捕捉効率の向上にあり、十分な捕捉時間を得るためには何らかの新技術の導入が必要であることがわかった。

今後の課題は、現在の技術レベルで実現できる磁気セイルの技術実証機の検討と、そのスペックに即した推力評価解析である。

参考文献

- [1] Robert M. Zubrin and Dana G. Andrews, "Magnetic Sail and Interplanetary Travel", *Journal of Spacecraft and Rocket*, Vol.28, No.2, March-April, pp.197-203, 1991.
- [2] D. Andrews and R. Zubrin, "Progress in Magnetic Sails", AIAA Paper 90-2367, 1990.
- [3] R. M. Winglee, J. Slough, T. Ziemba and A. Goodson, "Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion: Tapping the energy of the solar wind for spacecraft propulsion", *Journal of Geophysical Research*, Vol.105, No.A9, September, pp.21067-21077, 2000.
- [4] R. Sheldon, E. Thomas Jr., M. Abbas, D. Gallagher, M. Adrin and P. Craven, "Dynamic and Optical Characterization of Dusty Plasmas for Use as Solar Sails", *Space Technology and Applications International Forum-STAIFF*, American Institute of Physics, 425, 2002.
- [5] Birdsall, C. K. and Langdon, A. B., *Plasma Physics via Computer Simulation*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1985.
- [6] ISTEJジャーナル編集委員会, "超伝導技術とその応用", 丸善, 1996.
- [7] Newbury, J. A., C.T. Russell, and J. L. Phillips, "Electron Temperature in the Solar Wind at 1AU", *EOS*

Transactions, Vol.77, No.47, Nov. 19, 1996, pp.471.

- [8] 秋田大輔, 鈴木宏二郎, “磁気セイルまわりの太陽風プラズマ流れに関する数値解析”, 第48回宇宙科学技術
連合講演会講演集, 2H08, 2004.
- [9] Daisuke AKITA and Kojiro SUZUKI, "Kinetic Analysis on Plasma Flow of Solar Wind Around Magnetic Sail",
AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, AIAA 2004-4788, Toronto, Canada, June, 2005.
- [10] Daisuke AKITA and Kojiro SUZUKI, "Numerical Analysis on Characteristic Features of Solar Wind Flow around
Magnetic Sail", *Journal of Space Technology and Science*, Vol.20, No.2, pp43-53, 2005.
- [11] 秋田大輔, 鈴木宏二郎, “磁気セイルにおける光圧利用の可能性について”, 平成16年度宇宙航行の力学シン
ポジウム講演集, pp. 1-4, 2004.
- [12] G. Khazanov, P. Delemere, K. Kabin, T. J. Linde and E. Krivorutsky, "Fundamentals of the Plasma Sail Concept:
MHD and Kinetic Studies", AIAA 2003-5225.
- [13] K. Fujita, I. Funaki, H. Ogawa, H. Yamakawa, "Numerical Investigation of Acceleration Processes in
MgnetoPlasmaSail", ISTS 2004-o-3-07v, *24th International Symposium of Space Technology and Science*,
Miyazaki, Japan, 2004.
- [14] D. Akita, K. Suzuki, "Preliminary Study on Magnetic Sail for Escape Mission from the Solar System", ISTS 2004-
b-47, *24th International Symposium of Space Technology and Science*, Miyazaki, Japan, 2004.
- [15] N. Omid and H. Karimabadi, "Kinetic Simulation and Modeling of Plasma Sail," AIAA Paper 2003-5226, 2003.

Design and Initial Operation of an Experimental Simulator of Magnetic Sail

Ikkoh FUNAKI*, Hidenori KOJIMA**, Yukio SHIMIZU*, Yoshinori NAKAYAMA***, Kyoichiro TOKI****, Hiroshi YAMAKAWA* and Suetsugu SHINOHARA*

Abstract : In order to simulate the interaction between the solar wind and the artificially deployed magnetic field produced around a magnetic sail spacecraft, a laboratory simulator was designed and constructed inside the space chamber (2 m in diameter) at ISAS. As a solar wind simulator, a high-power magnetoplasma dynamic arcjet is operated in a quasisteady mode of ~ 0.8 ms duration. It can generate a simulated solar wind that is a high-speed (above 20 km/s), high-density (10^{17} - 10^{19} m⁻³) hydrogen plasma plume of ~ 40 cm in diameter. A small coil (2 cm in diameter), which is to simulate a magnetic sail spacecraft and can obtain 1.9-T magnetic field strength at its center, was immersed inside the simulated solar wind. Using these devices, the formation of a magnetic cavity (~8 cm in radius) was observed around the coil. In order to successfully simulate the plasma flow around the coil (simulated magnetic sail spacecraft) in the laboratory, the reflection of the plasma flowing toward the coil at the boundary of the magnetic cavity should be clearly observed.

Keywords : Magnetic Sail, M2P2, Laboratory Simulation, Magnetoplasma dynamic Arcjet

1. Introduction

A magnetic sail (MagSail) is a unique interplanetary propulsion system. To propel a spacecraft in the direction leaving the Sun, a MagSail produces a large-scale magnetic field to block the hypersonic solar wind plasma flow[1]. When the MagSail is in operation, as shown in Fig.1, charged particles approaching the current loop (coil) are decelerated/deflected according to the B-field they experience, forming a magnetosphere (or a magnetic cavity) around the coil current. The solar wind plasma flow and the magnetic field are separated by the magnetopause, at which ions entering the magnetic field are reflected except near the polar cusp region where the ions can enter deep into the magnetic cavity. Due to the presence of the magnetosphere, the solar wind flow is blocked, creating a drag force, which is transferred to the coil current through electromagnetic processes[2]. Thus the spacecraft is accelerated in the direction of the solar wind.

The force on the current loop depends on the area that blocks that solar wind. By increasing the size of the magnetosphere, the blocking area can be larger, providing a larger thrust. Therefore, the force exerted on the coil of the MagSail can be formulated as,

* ISAS/JAXA
** University of Tsukuba
*** National Defense Academy
**** Tokyo University of Agriculture and Technology

$$F = C_d \frac{1}{2} \rho u_{sw}^2 S \quad (1)$$

where C_d is thrust coefficient, $1/2 \rho u^2$ is the dynamic pressure of the solar wind, and S is the area of the magnetosphere, defined by, $S = \pi L^2$; where L is the characteristic length of the magnetosphere derived afterwards in Eq.(4). In Eq.(1), ρ is the density of the solar wind, u_{sw} the velocity of the solar wind. From Eq.(1), correlation between L and F is derived. The original MagSail by Zubrin required a spacecraft design with a large hoop coil of 100 km in radius to form 1000-km-radius blocking area (which corresponds to 10-N-class thrust)[1]; however, the dimension of the coil is too large to realize. In order to circumvent this problem, we have attempted to design a smaller MagSail and examined its thrust characteristics. In Fig. 2, both C_d and F values are derived and estimated from numerical studies in Ref.[3], which incorporated the effect of ion gyration in the magnetic field. A reference case ($C_d = 3.6$, which is derived from the MHD simulation) are also plotted for comparison because the MHD limit is expected to determine the upper limit of thrust production. It is noted that the thrust of 0.25 N is obtained for $L=30$ km. This is a very large thrust in comparison with usual electric thrusters. Notice that the engine used for HAYABUSA provides only 0.02 N for a 500-kg asteroid explore[4]. If such Magsail propulsion can be used for a 1-t-class deep space explorer, that will drastically reduce the mission trip time to reach the outer planets and will gain payload weight because Magsail provides large thrust but requires no fuel[5]. To evaluate the technical feasibility of small Magsail, thrust characterization is very important.

In order to experimentally demonstrate the magnetic sail, we developed an experimental simulator of the magnetic sail that operates in a space chamber. In this paper, after describing the experimental simulator of the MagSail, some preliminary experimental results are presented.

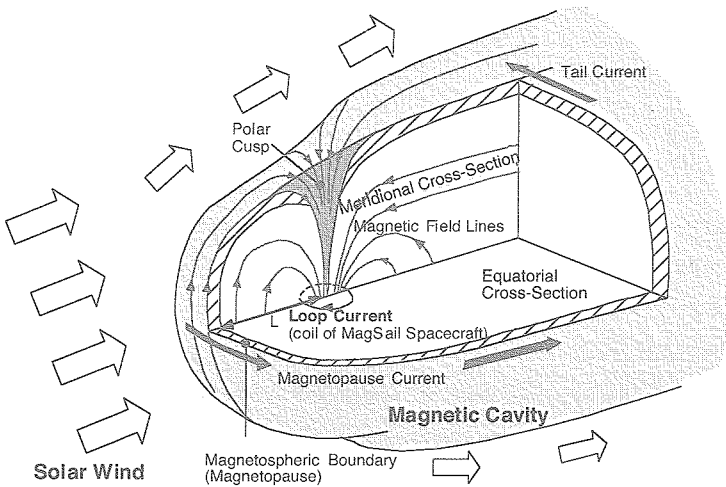


Fig 1: Schematic of Magnetic sail.

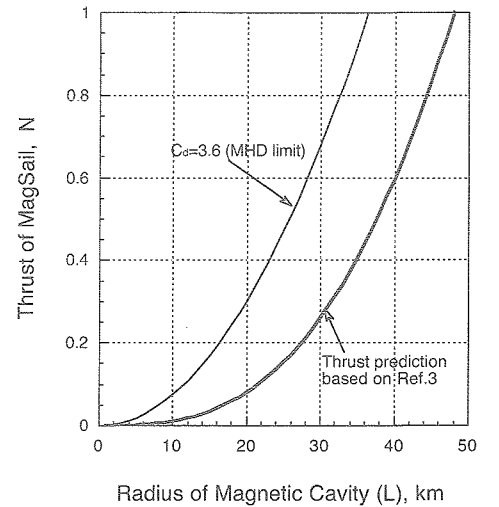


Fig 2: Thrust estimation of small MagSail.

2. Scaling Parameters of MagSail

Because the density of the solar wind plasma flow around a Magsail is very small, the particles in plasma are collision-less and their movement separates the plasma region outside the magnetic cavity and the region inside the

magnetic cavity. Simplified picture of this boundary is depicted in Fig.3. When a magnetic dipole M is located at the center, there is a balance between the total internal (magnetic) and external (plasma) pressures at the boundary:

$$n m_i u_{sw} = \frac{(2B_{mp})^2}{2\mu_0} \quad (2)$$

where n is the plasma number density, m_i ion mass, u_{sw} velocity of the solar wind, $2B_{mp}$ the magnetic flux density at the boundary, μ_0 the permeability in vacuum. The magnetic flux density B_{mp} of the dipole at position r is expressed as,

$$B_{mp} = \frac{\mu_0 M}{4\pi r^3} \quad (3)$$

hence the detachment distance of the boundary from the dipole center, L , is derived as follows.

$$L = \left(\frac{\mu_0 M^2}{8\pi^2 n m_i u_{sw}} \right)^{1/6} \quad (4)$$

This boundary is usually called a magnetopause, on which the two charged particles, ions and electrons, impinge. The external space is considered as magnetic field-free. Because of their heavier mass, the ions tend to penetrate more deeply into the magnetic field than electrons. This sets up a charge separation, thus the outward pointing polarization field restrains the ions. Before they can be deflected by the magnetic field, they are returned by this polarization field. The electrons, however, experience the Lorentz force and gain energy in the polarization field. The transverse velocity component of the electrons accounts essentially for the electric current in the interface, which in case of the magnetopause is usually referred to as Chapman-Ferraro current. In the artificial case of equal external velocity, u , of the incident ions and electrons, the combined penetration depth, δ , is of the order of the geometric mean of the electron and ion gyroradii. If one uses Eq.(2) and replaces u/B_{mp} by the geometric mean gyro-radius at the magnetopause, one finds a thickness of the order of the plasma skin depth δ as

$$\delta = c/\omega_p \quad (5)$$

where c is the light velocity, ω_p the plasma frequency. δ is referred to as the thickness of the magnetopause in this paper. From Eq.(5), δ in the solar wind plasma depends only on the plasma density, hence it is calculated as $\delta \sim 1$ km. Thus, to reflect almost all the ions impinging on the magnetopause, $\delta/L \ll 1$ is required. Otherwise, ions enter far into the magnetic cavity, leading to small C_d . Therefore, $\delta/L \ll 1$ is the first condition necessary for MagSail.

The second condition is related to the ion gyration radius at the magnetopause:

$$r_{Li} = \frac{m_i u}{e2B_{mp}} \quad (6)$$

In order for the plasma to behave like a fluid, $r_{Li}/L \ll 1$ is required. To simulate a small MagSail, since $r_{Li} = 71$ km, a range of $0.1 < r_{Li}/L < 1$ is targeted for 0.2 – 1 N class thrust as is depicted in Fig.2. These conditions are summarized in Table 1 with two conditions requiring a super sonic plasma flow as well as a collisionless plasma flow (i.e., magnetic Reynolds number, $R_m \gg 1$). The design parameters for our laboratory simulation is also listed in Table 1.

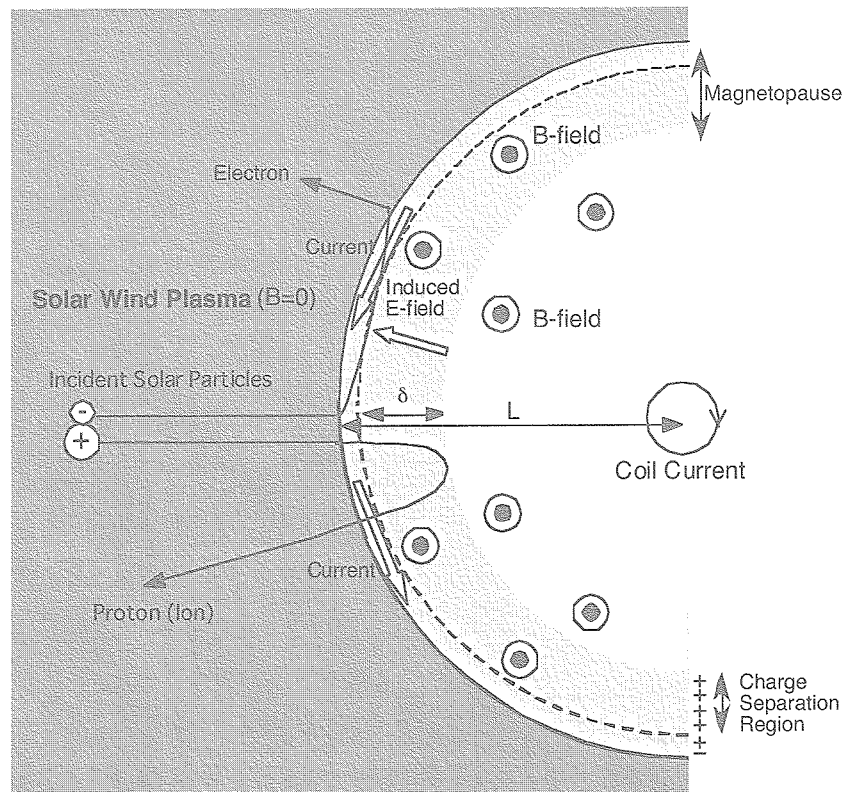


Fig 3: A schematic illustration of the trajectories of charged particles at the magnetopause; ions and electrons incident normally on a plane boundary layer when the polarization electric field due to charge separation is present.

Table 1: Scaling parameters of a plasma flow around MagSail.

	MagSail in space	Design target of MagSail in our laboratory experiment
Size of magnetic cavity (stand-off distance), L	10-50 km	< 0.1 m
Ratio of ion Larmor radius to L , r_{Li}/L	1 to 10	1 to 10
Ratio of thickness of magnetopause to L , δ/L	< 0.1	< 0.3
Magnetic Reynolds number, Rm	$> 10^5$	3-15
Mach number	8	1-5

3. Experimental Apparatus and Preliminary Results

Our newly developed simulator consists of a high-power magnetoplasmadynamic (MPD) solar wind simulator and a coil simulating MagSail's coil, both of which are operated in a pulse mode. In our preliminary experiment (Fig.4), a coil of 20 mm in diameter was located in the downstream of the MPD arcjet to produce up to 1.9 T magnetic field strength at the center of the coil. Into this magnetic field, a plasma jet from the MPD arcjet was introduced to observe possible interactions.

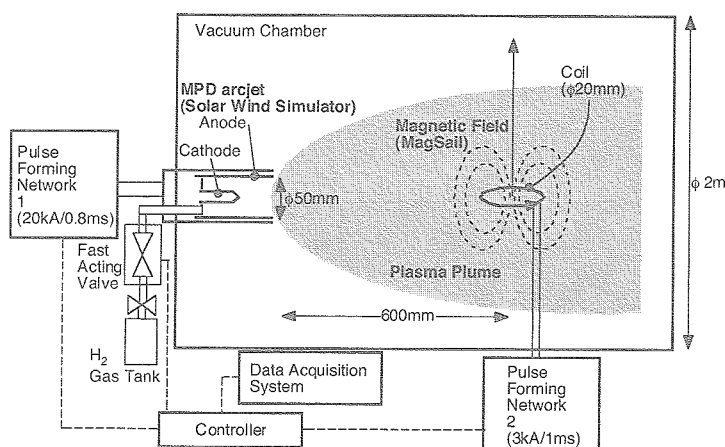


Fig 4: Experimental Setup.

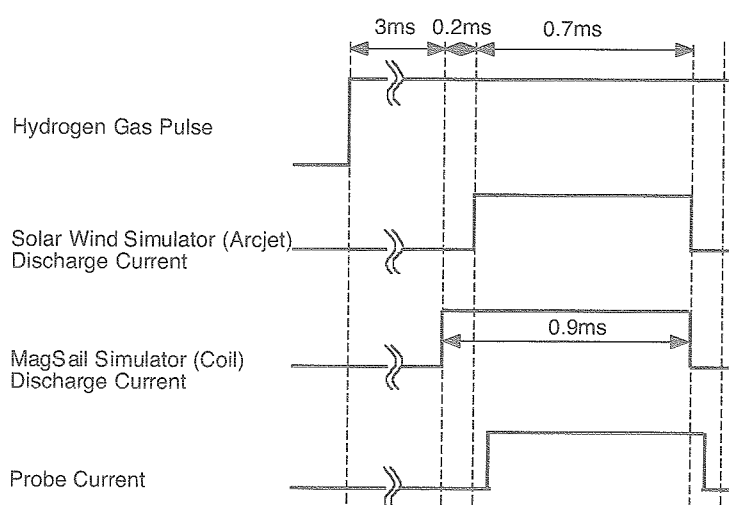


Fig 5: Sequences of Event.

3.1. Solar Wind and MagSail Simulator

An MPD arcjet was selected and fabricated for the solar wind simulator. The MPD arcjet consists of eight anode electrode rods that are azimuthally equally spaced, a short cathode rod, an annular floating body and insulators. Eight anode electrode rods are made of Molybdenum, 8 mm in diameter and 70 mm in length. A short rod shape cathode is made of thoriated tungsten, 20 mm in diameter and 16 mm in length. These electrodes are able to operate from a low current discharge range to erosive high current discharge range. The discharge chamber of the MPD arcjet is 88 mm in outer diameter, 50 mm in inner diameter and 100 mm in length. The discharge chamber is attached on the space chamber inner wall as shown in Fig. 4.

A fast-acting valve (FAV) allowed us to feed gaseous propellants featuring a rectangular waveform signal. When the FAV is opened, the gas in the reservoir flows through choked orifices of 1.2 mm in diameter. The mass flow rate of hydrogen gas was controlled by adjusting the reservoir pressure, obtaining a gas pulse of about 8 ms duration in

the MPD arcjet. After the gas pulse reaches its quasi-steady state, the ignitron of a pulse-forming network (PFN) is triggered. The sequence of operation is summarized in Fig.5. After the gas feed and the magnetic field by the coil (MagSail) reaches a steady state, the firing of the MPD is initiated. The PFN for the MPD arcjet supplies the

Table 2: Parameters of plasma stream and magnetic field strength in laboratory experiment.

Plasma stream from hydrogen MPD solar wind simulator	
velocity	10-60 km/s
plasma density	10^{17} - 10^{19} /m ³
electron temperature	5000 - 20,000 K
radius of plasma stream at the coil position	0.2 m
plasma duration	0.7 ms
Coil current simulating MagSail in operation	
radius of coil	20 mm
B-field at the center of coil	0-1.9 T
duration of exciting current	0.9 ms

discharge current up to 20 kA with a 0.7 ms flat-topped waveform in a quasi-steady mode. The PFN for the coil supplies rather small current (below 3 kA), and 20-turn-coil is required to produce 1.9 T magnetic field strength at the center of the 2-cm-diameter coil. Operational parameters of these devices are summarized in Table 2, in which the data were acquired from Langmuir probes and the time of flight velocity evaluation. From the data in Table 2, it is easily confirmed that the scaling parameters in Table 1 is mostly satisfied.

3.2. Plasma Flow around the Coil

Figure 6 a) and b) show photos of simultaneous operation of both the solar wind simulator (MPD arcjet) and the MagSail simulator. In Fig. 6, the plasma jet from the MPD arcjet diverges to 40-cm-diameter plasma jet at the coil position, which can be confirmed from this picture as well as from Langmuir probe measurements. In a close-up view near the coil in Fig. 6b, the region around the coil is dark except in the region very close to the coil. Although the boundary between this dark region and the simulated solar wind is not clear enough, the dashed line in Fig.6b may correspond to the boundary, where the plasma flow cannot enter but being reflected. The radius of the magnetic cavity observed was consistent with L defined in Eq.(4), which was about 8 cm in this case, hence it is expected that the plasma flow around a MagSail spacecraft was successfully scaled down and was demonstrated in our new experimental simulator.

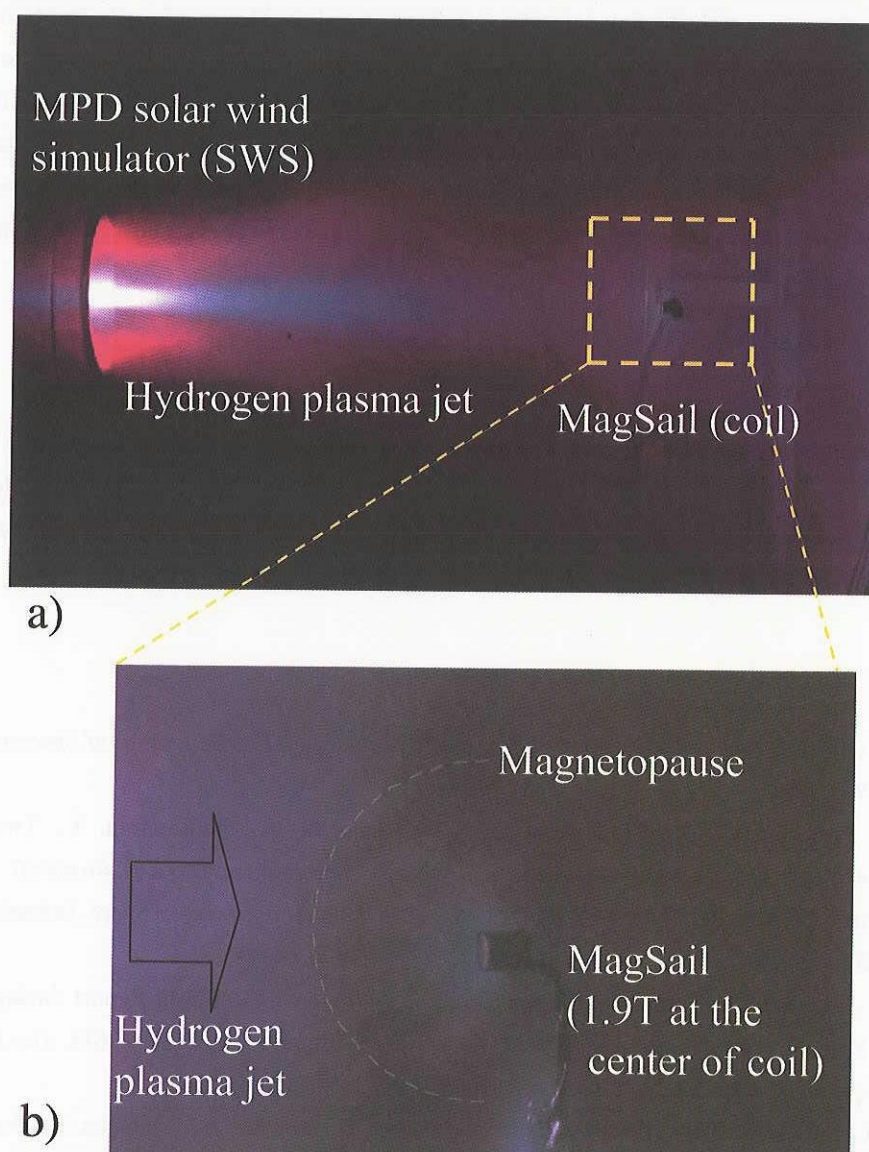


Fig 6: Operation of MagSail in space chamber; a) operation of down-scaled Magsail (right small coil) in hydrogen plasma jet from MPD solar wind simulator (left) , b) close-up view of a plasma flow around the Coil; MPD is operated at a discharge current of 20 kA and a mass flow rate of 0.5 g/s; also, the coil produces 1.9-T magnetic field strength at the coil center. The magnetic dipole axis is normal to the plasma flow.

4. Summary

An experimental simulator of a plasma flow around MagSail was designed and fabricated. A high-density plasma jet above 10^{17}m^{-3} is supplied by a hydrogen MPD arcjet, from which a high-speed plasma jet 20 - 60 km/s is ejected. In case a 20-mm-radius coil with 1.9 T magnetic field strength at the center of the coil was inserted into the plasma plume, a magnetic cavity was observed in front of the coil, which indicates the plasma flow around the properly scaled MagSail was simulated.

The most difficult task in our laboratory simulation is to achieve a collision-less plasma flow. In our simulator, R_m

is still too small to simulate a real situation correctly (see Table 1 and 2). This is primarily due to the fact that the collisional effect of charged particles in our simulated solar wind is quite large. Two possible ways to readily reduce the collision frequency are: 1) to increase the velocity and/or 2) to reduce the density of the jet from the MPD arcjet. The latter method seems easier because the plasma density can be controlled just by adjusting the position of the coil from the MPD arcjet as the density drops at a position away from the MPD arcjet. After tuning the simulator by these methods, a detailed probe measurement of the plasma flow will be conducted to evaluate a momentum change of the simulated solar wind, which is equivalent to the force on the coil of the MagSail.

Acknowledgments

We would like to thank the students, Mr. T. Kimura, Mr. K. Ueno, Mr. S. Yokoyama, and Mr. N. Kakutani of Tokai University, Mr. R. Mori and Mr. Y. Nagata of Shizuoka University, and Ms. M. Takemoto of Hiroshima University, who helped us to conduct the experiments. This research is supported by the engineering committee and the space plasma committee of ISAS.

References

- [1] Zubrin, R.M., and Andrews, D.G., Magnetic Sails and Interplanetary Travel, *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol.28, pp.197-203, 1991.
- [2] Nishida, H., Ogawa, H., Funaki, I., Fujita, K., Yamakawa, H., Nakayama, Y., Two-Dimensional Magnetohydrodynamic Simulation of a Magnetic Sail, *Journal of Spacecraft and Rockets*, (in press).
- [3] Fujita, K., Particle Simulation of Moderately-Sized Magnetic Sails, *The Journal of Space Technology and Science*, Vol.20, No.2, 2004, pp.26-31.
- [4] Kuninaka, H., Shimizu, Y., Yamada, T., Funaki, I., and Nishiyama, K., Flight Report during Two Years on HAYABUSA Explorer Propelled by Microwave Discharge Ion Engines, AIAA-2005-3673, *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Tucson, Arizona, July 2005.
- [5] Yamakawa, H., Funaki, I., Nakayama, Y., Fujita, K., Ogawa, H., Nonaka, S., Kuninaka, H., Sawai, S., Nishida, H., Asahi, R., Otsu, H., and Nakashima, H., Magneto Plasma Sail: An Engineering Satellite Concept and its Application for Outer Planet Missions, *Acta Astronautica*, (in press).

Orbital Dynamics of Magnetoplasma Sail

Hiroshi YAMAKAWA*

Abstract : The orbital dynamics of magnetoplasma sail (MPS) is investigated focusing on the required acceleration for escape from the solar system. One of the main features of the MPS propulsion system is that the thrust is confined to anti-sun direction. This motivates the study of the orbital motion under an outward continuous radial acceleration as a function of the distance from the central body. Two representative cases in terms of the MPS power system are analyzed; one is the constant radial acceleration case, and the other assumes the radial acceleration inversely proportional to the square of the radial distance. The former corresponds to constant power case such as radioisotope thermoelectric generator (RTG) system, while the latter corresponds to the case assuming solar paddle for the MPS power system.

Key words : magnetoplasma sail, radial thrust.

1. Introduction

One of the main features of the MPS propulsion system is that the thrust is confined to anti-sun direction. This motivates the study of the orbital motion under an outward continuous radial acceleration as a function of the distance from the central body. This classical problem was investigated by several researchers in the past (Ref. 1-11). An analytical solution is available when the radial acceleration is applied to a spacecraft under the influence of the gravity field of the central body. Tsien¹ and Battin² showed that there exists a critical value for the constant radial acceleration above which the spacecraft will achieve escape conditions. When the acceleration is below the critical value, the spacecraft attains a maximum distance along an outbound trajectory. If the radial acceleration is maintained beyond the maximum distance, the spacecraft spirals back to the initial radius along an inbound trajectory. Boltz³ treated the radial acceleration case where the acceleration is inversely proportional to the square of the distance from the central body using the equation of motion described by the velocity and flight path angle. Prussing and Coverstone-Carroll⁴ provided a nonlinear radial spring interpretation for the constant radial acceleration problem with an energy well approach. Akella⁵ focused on the property of the constant radial acceleration case and shows that while the time intervals for the outbound and inbound trajectories are identical, the trajectories themselves are very different from one another. Broucke and Akella⁶ described the general types of solutions of the constant continuous outward radial acceleration. They used numerical integrations and concepts such as the theory of periodic orbits and Poincare's

*ISAS/JAXA

characteristic exponents.

Yamakawa⁷ investigated the orbital motion under a continuous outward radial acceleration as a function of the distance from the central body analytically. The attainable maximum radial distance was given as a function of the radial acceleration, and numerical experiments were carried out showing some periodic orbits under radial acceleration. Formulating the interplanetary trajectories under radial thrust as an optimal control problem, Yamakawa⁸ treated the escape from the solar system considering the maximization of the terminal orbital energy, while conserving the orbital angular momentum. The achievable hyperbolic excess velocity was studied in terms of the available maximum radial acceleration and the transfer angle.

Because an MPS spacecraft obtains momentum from the solar wind, a guidance law is indispensable for the planetary explorer under the variable solar wind circumstance. This requires a detailed solar wind prediction model and the simultaneous use of chemical propulsion for guidance maneuver. In Ref. 9, a guidance scheme was proposed for orbital motion under continuous outward radial acceleration that is inversely proportional to the square of the radial distance from the Sun. The maximum attainable radial distance of the outbound trajectory was investigated, and a guidance scheme for achieving this target maximum distance was established under radial acceleration disturbances. The scheme not only provides a control law for continuous radial acceleration, but also yields the amount and timing of impulsive maneuvers required to satisfy the guidance requirement at the terminal point.

Ref. 10 analyzed the characteristics of trajectories of low thrust propulsion systems whose thrust direction is restricted. Low thrust propulsion mission performance was represented by three parameters; initial thrust/mass ratio, thrust angle and specific impulse. It was assumed that electrical power provided to the propulsion system is inversely proportional to the square of heliocentric distance, and the spacecraft mass decreases as the fuel is expended. Hyperbolic excess velocity with respect to the Earth was assumed $0 \text{ km}^2/\text{s}^2$ at the Earth departure. This corresponds to the marginal escape from the Earth's magnetosphere followed by the activation of the magneto-plasma sail engine. It was shown that the MPS is suitable for missions to Pluto and beyond if the MPS realizes high acceleration (i.e., 1.5 mN/kg) even if the thrust direction is restricted to outward radial direction.

In Refs. 11 and 12, a preliminary spacecraft design was conducted based on the Jupiter flyby mission as an example. The spacecraft weighs 1,000 kg at launch and the fuel mass (Xe) is 430 kg. The thrust/power ratio was assumed as $1\text{N} / 4\text{kW}$. The electric power for plasma supply is generated from the solar cell paddle, which generates 8.0 kW at 1.0 AU. The high gain antenna is pointed toward the earth for communication, and the solar cell paddle is mounted on a single-axis gimbal and is pointed to the Sun to get enough electric power. The plasma is supplied from two plasma sources. By changing the attitude of spacecraft with respect to the Sun, the direction of generated thrust (steering angle) is controlled.

In this paper, a spacecraft trajectory under the continuous outward radial acceleration as a function of the power of the radial distance from the central body is investigated focusing on the required acceleration to escape from the solar system. Two cases for the MPS power system are assumed: one assumes constant radial acceleration, while the other assumes radial acceleration inversely proportional to the square of the radial distance. The former corresponds to constant power case such as radioisotope thermoelectric generator (RTG) system, while the latter corresponds to the case assuming solar paddle for the MPS power system. Part of the results of the paper was presented in Ref. 13.

2. Equations of Motion

The problem considered is the motion of the spacecraft under the influence of the thrust of the spacecraft and the gravitational attraction of the central body, namely, the sun. The acceleration due to the thrust of the spacecraft is confined to the outward radial direction. Therefore, the trajectory remains in a plane and is described by the two degree-of-freedom equations of motion. Let position of the spacecraft at any time instant τ be given by the polar coordinates ρ and θ , where ρ is the distance from the center of attraction and θ the angular position. Then the nondimensional equations of motion for the spacecraft in polar coordinates are given by⁷

$$\frac{d^2\rho}{d\tau^2} = \rho \left(\frac{d\theta}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{\rho^2} + \varepsilon \frac{1}{\rho^n} \quad (1)$$

$$\frac{d}{d\tau} \left(\rho^2 \frac{d\theta}{d\tau} \right) = 0 \quad (2)$$

where ε is the nondimensional acceleration at the starting instant. All the variables are normalized by the radius of the Earth's orbit, the corresponding circular velocity, and the magnitude of the gravitational attraction of the sun at the Earth's radial distance. The period of the Earth's orbit is 2π , and the reference time unit is 58.132 days. The reference distance, velocity, and acceleration units are $1.49597870 \times 10^{11}$ m, 29,784 m/s, and 0.00593 m/s², respectively. Assuming that the spacecraft is initially placed at the circular orbit (i.e., Earth orbit), then the initial velocity conditions are as follows:

$$\left(\frac{d\rho}{d\tau} \right)_0 = 0 \quad (3)$$

$$\left(\frac{d\theta}{d\tau} \right)_0 = 1 \quad (4)$$

Equation (2), describing the conservation of angular momentum can then be integrated as follows.

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \frac{1}{\rho^2} \quad (5)$$

By substituting this equation into equation (1), the equation for ρ is

$$\frac{d^2\rho}{d\tau^2} = \frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{\rho^2} + \varepsilon \frac{1}{\rho^n} \quad (6)$$

which can be rewritten as

$$\frac{1}{2} \frac{d}{d\rho} \left(\frac{d\rho}{d\tau} \right)^2 = \frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{\rho^2} + \varepsilon \frac{1}{\rho^n} \quad (7)$$

The result of integrating the above equation in terms of ρ from ρ_0 to ρ is

where $n \neq 1$.

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\rho}{d\tau} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{\rho^2} + 1 \right) + \left(\frac{1}{\rho} - 1 \right) + \left(\frac{\varepsilon}{n-1} \right) \left(-\frac{1}{\rho^{n-1}} + 1 \right) \quad (8)$$

3. Escape Conditions

The conditions for the spacecraft to escape from the center of attraction are derived in this section. The square of the hyperbolic excess velocity, C_3 , is obtained from the results of the previous section as follows:

$$C_3 = \left(\frac{d\rho}{d\tau} \right)^2 + \left(\rho \frac{d\theta}{dt} \right)^2 - \frac{2}{\rho} \quad (9)$$

Substituting equations (5) and (8) into the above equation, C_3 becomes

$$C_3 = \frac{2\varepsilon}{n-1} \left(-\frac{1}{\rho^{n-1}} + 1 \right) - 1 \quad (10)$$

When the escape condition is satisfied and attains a parabolic state, C_3 becomes zero and equation (10) becomes

$$\frac{n-1}{2\varepsilon} = 1 - \frac{1}{\rho_{escape}^{n-1}} \quad (11)$$

where ρ_{escape} is the radial distance where the escape condition is satisfied and parabolic state is achieved. This simple equation (11) relates the following three parameters: ρ_{escape} , n , and ε , where n indicates the power index of the acceleration as a function of the radial distance, and ε corresponds to the non-dimensional acceleration defined at the initial instant. When $n = 0$ (i.e., constant acceleration) and $n = 2$ (i.e., inversely proportional to the square of the radial distance), the following equations (12) and (13) are simply derived from equation (11).

$$\rho_{escape} = \frac{2\varepsilon + 1}{2\varepsilon}, \quad (n = 0) \quad (12)$$

$$\rho_{escape} = \frac{2\varepsilon}{2\varepsilon - 1}, \quad (n = 2) \quad (13)$$

Figure1 describes the relation between nondimensional acceleration ε and ρ_{escape} based on equations (12) and (13). When starting from the same nondimensional acceleration ε , (e.g., $\varepsilon = 1$), the spacecraft requires continuous acceleration from Earth departure till Mars distance ($\rho_{escape} = 1.5$) in order to achieve escape for constant acceleration case (i.e., $n = 0$), while the escape distance becomes larger (i.e., $\rho_{escape} = 2$) for the inverse square case (i.e., $n = 2$) due to the reduction of the acceleration. Figure 1 also illustrates the attainable maximum radial distance, ρ_{max} , for non-escape trajectories as a function of nondimensional acceleration ε . which are given by

$$\rho_{max} = \frac{1 - \sqrt{1 - 8\varepsilon}}{4\varepsilon}, \quad (n = 0) \quad (14)$$

$$\rho_{max} = \frac{1}{1 - 2\varepsilon}, \quad (n = 2) \quad (15)$$

derived in Ref. 7. Eqs. (14) and (15) for non-escape cases are valid when $0 < \epsilon < 0.125$ and $0 < \epsilon < 0.5$, respectively. This condition yields that Eqs. (12) and (13) for escape cases are valid only when $\epsilon \geq 0.125$ and $\epsilon \leq 0.5$ respectively.

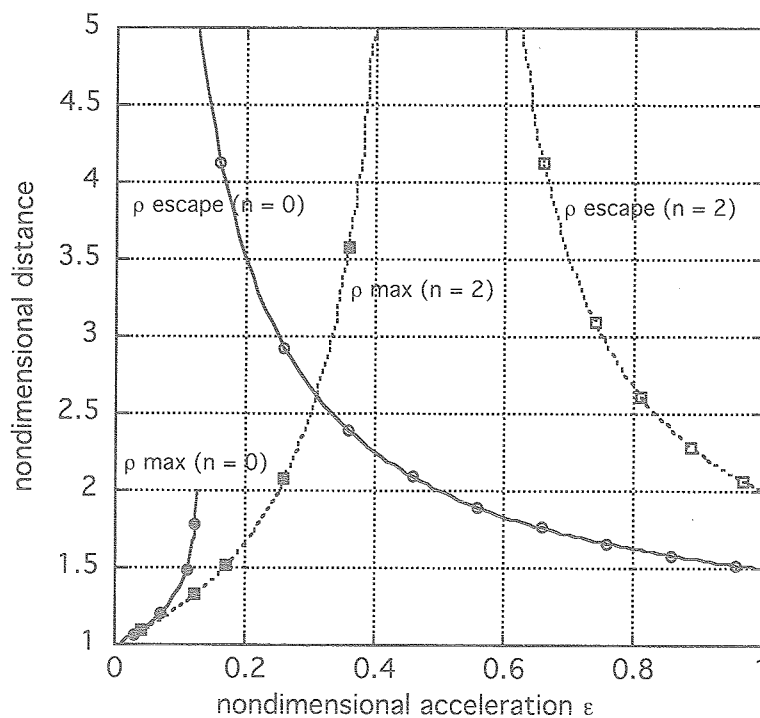


Fig 1: Relation between ϵ and ρ_{escape} and ρ_{max} ($n = 0$ and $n = 2$).

4. Concluding Remarks

A spacecraft trajectory under the continuous outward radial acceleration as a function of the power of the radial distance from the central body was investigated focusing on the required acceleration to escape from the solar system. Two specific cases were assumed: one assumes constant radial acceleration (i.e., RTG power), while the other assumes radial acceleration inversely proportional to the square of the radial distance (i.e., solar paddle power). Given the acceleration tendency (i.e., constant or inverse square), the relation between the nondimensional radial acceleration and the escape distance (i.e., radial distance where parabolic state is achieved) was obtained analytically.

References

- [1] Tsien, H., "Take-Off from Satellite Orbit," *Journal of the American Rocket Society*, Vol. 23, No. 4, 1953, pp. 233-236.
- [2] Battin, R. H., *An Introduction to the Mathematics and Methods of Astrodynamics*. AIAA Education Series, AIAA, New York, 1987, pp. 408-415.
- [3] Boltz, F. W., "Orbital Motion Under Continuous Radial Thrust," *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*, Vol. 14, No. 3, 1991, pp. 667-670.
- [4] Prussing, J. E. and Coverstone-Carroll, V., "Constant Radial Thrust Acceleration Redux," *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*, Vol. 21, No. 3, 1998, pp. 516-518.

- [5] Akella, M. R., "On the Existence of Almost Periodic Orbits in Low Radial Thrust Spacecraft Motion," American Astronautical Society Paper 00-251, also in *Advances in the Astronautical Sciences*, Vol. 106, 2000, pp. 41-52.
- [6] Broucke, R. A. and Akella, M. R., "Anatomy of the Constant Radial Thrust Problem," AAS Paper 01-208, also in *Advances in the Astronautical Sciences*, Vol. 108, 2001, pp. 1505-1524.
- [7] Yamakawa, H., "Dynamics of Radially Accelerated Trajectories," *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, (in press).
- [8] Yamakawa, H., "Optimal Radially Accelerated Interplanetary Trajectories," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 43, No. 1, 2006, pp. 116-120.
- [9] Yamakawa, H., "Guidance Strategy for Radially Accelerated Trajectories," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 42, No. 4, 2005, pp. 677-683.
- [10] Morimoto, M., Yamakawa, H., and Uesugi, K., "Trajectory Analysis of Magneto-Plasma Sail Comparing With Other Low Thrust Propulsion Systems," *The Journal of Space Technology and Science*, Vol. 20, No. 2, Autumn, 2004, pp. 54-63.
- [11] Yamakawa, H., Ogawa, H., Fujita, K., Nonaka, S., Sawai, S., Kuninaka, H., Funaki, I., Otsu, H., and Nakayama, Y., "Planetary Exploration by Magneto Plasma Sail", *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 52, No. 603, 2004, pp. 148-152 (in Japanese).
- [12] Yamakawa, H., Funaki, I., Nakayama, Y., Fujita, K., Ogawa, H., Nonaka, S., Kuninaka, H., Sawai, S., Nishida, H., Asahi, R., Otsu, H., and Nakashima, H., "Magneto Plasma Sail: An Engineering Satellite Concept and its Application for Outer Planet Missions," *Acta Astronautica*, (in press).
- [13] Yamakawa, H., "A Guidance Strategy for the Radially Accelerated Trajectory," Paper AAS 03-521, *AAS/AIAA Astrodynamics Specialists Conference*, Big Sky, Montana, USA, August 3-7, 2003.

小型磁気セイル飛翔実験の検討

船 木 一 幸*・山 川 宏*

Feasibility Study of Small Magnetic Sail Demonstration Satellite

Ikkoh FUNAKI* and Hiroshi YAMAKAWA*

Abstract : A 150-kg-class engineering satellite for the demonstration of magnetic sail was studied. When the satellite is inserted into an orbit whose perigee is out of the geomagnetic field, a 2-m-diameter superconducting coil is initiated by a battery discharge, obtaining 3-T magnetic field at the surface of the superconducting coil. The coil will be cooled by liquid helium cryostat, hence the coil operation is valid only while the liquid helium is kept, maybe a week or so; during this duration, the magnetic sail is expected to produce $1\mu\text{N}$ thrust. Although the thrust level is very small, it will be measured by a precise orbit determination so as to demonstrate the world's first thrust production of the magnetic sail in space.

Keywords : Magnetic sail, demonstration, piggyback, superconducting coil

概 要

150 kgクラス小型衛星を利用した磁気セイル飛翔実験の検討を行なった。衛星は直径2 mの超電導コイルとその制御・電源系から構成され、液体ヘリウム冷却系によって4 K低温超電導状態を実現する。地球磁気圏のmagnetopauseは太陽側に10 Re程度であるから、衛星を太陽風を受けるべく地球磁気圏の外側の領域に配置するために、小型固体モータにより太陽側に遠地点がある250 km×20 Re軌道に投入する。軌道投入後、液体ヘリウムによる冷却が有効なおよそ1週間、地球磁気圏外になる遠地点付近でのみ推力 $1\mu\text{N}$ クラスの磁気セイルを作動し、衛星軌道の変化から磁気セイルの推進性能を確認する。

1. はじめに

磁気セイルは、宇宙機の周りに人工的な磁場を展開して太陽風プラズマとの相互作用により推力を得る推進システムである。従来より、直径100 km程度ものコイルにより巨大なダイポール磁場を発生させ、太陽風プラズマにより発生する誘導磁場とダイポール磁場の相互作用から推進力を得ようとする磁気セイルのアイデアは存在していたが、その巨大さゆえ実現が困難とされてきた。2000年、ワシントン大学の研究グループにより、高ベータプラズマ噴射により探査機周りの小規模ダイポール磁場を展開して巨大な磁気圏を形成する磁場インフレーション

* ISAS/JAXA

ンという概念が提案され、太陽風を利用した推進システム（磁気プラズマセイル）が再び脚光を浴びている。

JAXA及び大学などの国内研究者から構成される磁気プラズマセイル研究会では、磁気プラズマセイルの推進性能を理論的に予測すると共に、磁気プラズマセイルを木星以遠の外惑星探査へ適用した際の有用性を明らかにしてきた。しかし、広範囲におよぶ人工的な磁気圏と太陽風との複雑な干渉を、数値シミュレーションから予測することは大変困難である。これは、地球磁気圏が現在でも多くの研究者によってその研究対象とされ、かつ、その探求のために多くの探査衛星が打ち上げられていることから明らかであろう。他の宇宙推進システムとは異なり、磁気プラズマセイルは、宇宙空間でのみ検証することが可能である。

本小型計画構想は、磁気プラズマセイルの前段階である磁気セイルを、世界で初めて飛行実証することが目的である。具体的には、以下に示すように磁気セイルに必須な新規技術の開発と磁気セイルの飛行性能評価を行い、将来磁気プラズマセイル開発に必要な技術の取得を目指す。

2. 小型磁気セイルの推力特性

小型磁気セイルの推力特性について、いくつかの数値計算が行なわれている。今回は半径1mという小さなコイル径の小型衛星を考えているため、その推力レベルの予想を行なった。これをFig.1にまとめてあるが、推力は μN クラスと非常に小さい。推力はコイル電流またはコイル巻数（アンペアターン）を増やす事で増加するが、その一方、コイル表面の磁束密度が線材の臨界磁場（ $B_c = 12\text{T}$ ）を超えると、超電導の特性が失われるいわゆるクエンチが発生してしまう。このクエンチを防ぐため、コイル電流は通常臨界値よりも充分小さく設定する必要がある。安全率を考えると、コイル電流として $1 \times 10^6\text{AT}$ が妥当かつ限界であろう。この時の磁気セイルによる推力は衛星が受ける光圧よりも数倍大きいものの、予想では $1\mu\text{N}$ を若干割りこんでしまうため、電波を用いた軌道決定をもとに推力を計測するなどの工夫が必要となる。

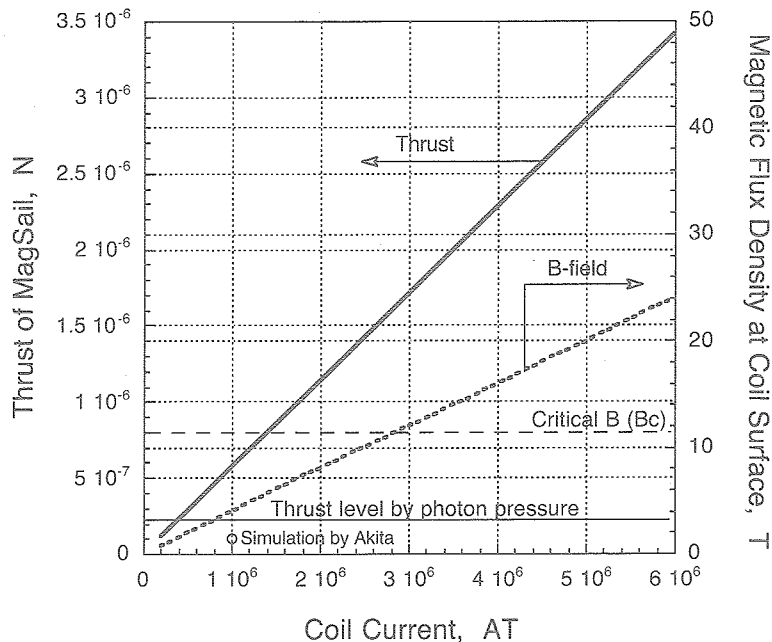


Fig.1 磁気セイルの推力特性予想
 (コイル半径1mにて、Ref. [1] のモデルに従って予測。○は秋田による数値解析結果 [2] だが、直径10mのコイルについて計算しているため、磁気モーメントが同じになるようコイル電流を調整してプロットした。)

3. 磁気セイル工学衛星

磁気セイル工学試験衛星搭載用の超電導コイルシステムを開発する。このシステムは、軽量かつ高強度なコイルとその駆動電源、冷却系とから構成される。今回提案するシステムでは、予測値で $1\mu\text{N}$ の推力を発生することができる。

3.1. 計画の概要

赤道トランスファー軌道上(GTO)に投入される総重量150kg程度の規模を想定して衛星開発を行う。Fig.2のように太陽風を受けるべく地球磁気圏の外側の領域に試験衛星を配置するために、小型固体モータ($\Delta V=500\text{ m/s}$ 程度)により太陽側に遠地点がある $250\text{ km}\times 20\text{ Re}$ 軌道に投入する。これは、地球磁気圏のmagnetopauseは太陽側に10 Re程度、bow shockは13 Re程度であり、これらの外側で太陽風の直射を受ける軌道へ投入する必要があるためである。軌道上では、およそ1週間にわたって地球磁気圏の外に達する遠地点付近で磁気セイルを作動し、衛星軌道の変化から磁気セイルの推進性能を確認する。衛星ではプラズマ観測装置などにより太陽風や衛星周囲のプラズマ環境をモニタし、推力との相関を取得する。

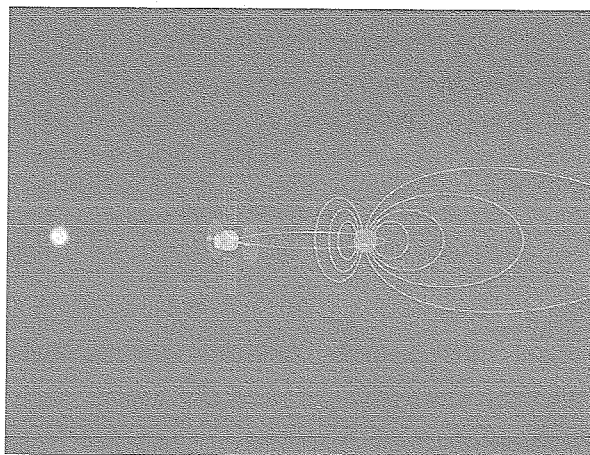


Fig.2 磁気セイル工学実験衛星イメージ。

3.2. ミッション機器の構成

衛星の外観とシステム構成をFig.3に示す。磁気セイルの主要なミッション機器は、 μN クラスの推力を発生するための磁場生成用超電導コイルとその駆動システムとなる。

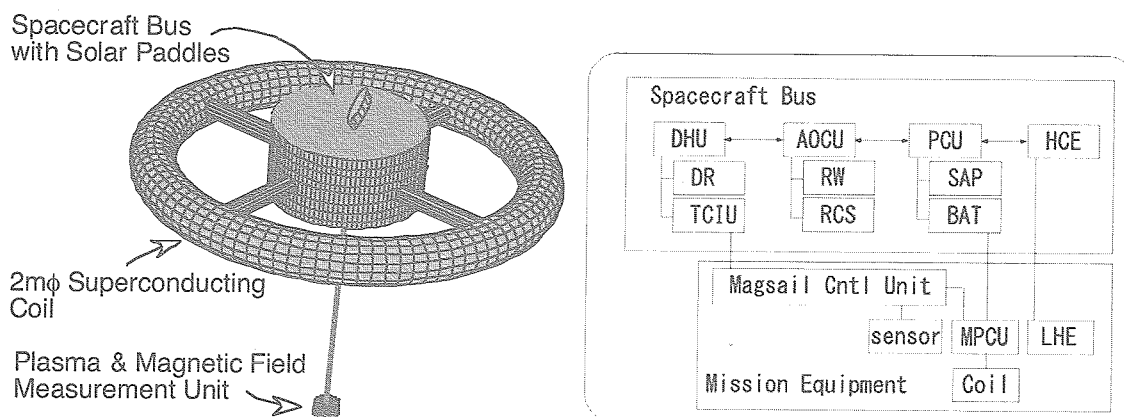


Fig.3 小型磁気セイルのイメージ(左)とシステム構成(右)。

3.2.1. 超電導コイルと冷却系

超電導コイルには、 10^6 AT が求められるが、これは 4 K という極低温にて動作して、かつ、コイルに生じるフープ力および圧縮力に耐えられるものでなければならない。構造重量を最小限に抑えるため、Fig. 4 のような断面形状のコイルを開発する。コイルの緒元を Table 1 にまとめた。

Table.1 超電導コイルの特性.

Coil diameter	$\phi 2$ m
Design magnetic field (at the coil surface)	1 T
Current	600 A
Turns	1000
Coil inductance	4 H
Power while starting-up	2 kW
Battery requirement	200 Wh
LHe Capacity	30 l
Cryostat Size	$\phi 0.2 \times 6.2$ m
Weight	30 kg

コイルにはアルミ安定化超電導線を用い、優れた熱伝導性と、線材のみで保持可能な高強度を両立させる。コイルの冷却は、真空断熱されたコイルと隣接する液体ヘリウムタンクとの間の伝導冷却を利用して行う。ただし、衛星および外部から侵入する熱入力によって冷媒が消費されるため、本ミッションはヘリウムがコイルを冷却可能な 3 日～最大 1 週間の期間に実施する。

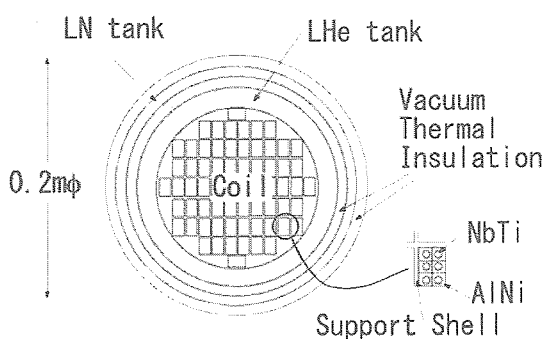


Fig 4: 超電導コイルの断面図.

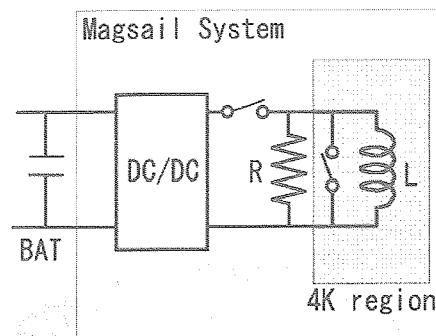


Fig 5: 超電導コイル駆動用電源回路.

3.2.2. コイル駆動用電源

超電導コイルは、Fig. 5 に示した駆動回路にてターンオンさせる。駆動回路には最大 2 kW の電力が必要であり、コイルのターンオンに必要なおよそ 5 分間は、バッテリーによる給電が必要である。

セイルの技術開発のポイントとなる超電導コイルについては、南極周回気球飛翔実験 (BESS-Polar) に用いら

れたシステムをベースに、高エネルギー加速器研究機構との共同開発を打診中である。BESS-Polarでは、高強度線材による軽量化、コイルの断熱と伝導冷却手法、電源系など、気球実験用途とは言え完成された超電導システムが実用化されている[3]。薄肉化を最大の目標とした BESS-Polar の磁場強度を向上させ、更に宇宙機の熱・電源設計とのマッチングをとる事で、上記のような磁気セイル用コイルが十分開発可能であると考えている。

3.2.3. 衛星システム

磁気セイルサブシステムは、Fig. 3のように超電導コイルを制御するMagsail Control Unit (MCU) と、コイル、コイル駆動電源制御系 (MPCU)、液体ヘリウムの貯蔵と管理を行うLHEから構成される。MCUはごく単純なシーケンス制御によってコイルの駆動と機器の状態監視することに特化して簡素化したい。このため、データのハンドリングや電源系の制御、熱制御などは、できるだけ衛星バス系を利用したい。以下にバス系各機器への要求と利用形態について述べる。

- ・遠地点上昇用固体モータ

太陽風を受けるべく地球磁気圏の外側の領域に試験衛星を配置するために、小型固体モータ ($\Delta V = 500$ m/s 程度) により太陽側に遠地点がある $250 \text{ km} \times 20 \text{ Re}$ 軌道に投入する。

- ・DHU / DR / TCIU の利用

MCUはTCIUを介してDHU経由で駆動したい。バス系に用意されたコマンドインターフェースに準拠した形でMCUを設計する事で、バス系機器と共通なコマンドならびにマクロを利用して磁気セイルサブシステムを駆動する事が可能になる。

磁気セイルの動作履歴は、DHU経由でDRへ、姿勢・軌道データと共に蓄積され、これを地上系へダウンロード・解析する事でセイルの性能評価を行う。

- ・RW/RCSの制御 (AOCS)

RW/RCSの制御はバス系に委ね、そのデータはDRに記録される。

- ・SAP/BATの駆動と制御 (PCU)

ミッション系では 30 W を常時利用、コイルのターンオン時に、PCUの制御するBATを放電させて、最大で 2 kW (300 s) を供給してコイルを駆動する。

ミッション系電力 30 W

ミッション系BAT性能 300 Wh

ピーク消費電力 2 kW (300 s , コイルターンオン時)

- ・熱制御 (HCE)

衛星の熱制御と共に、液体ヘリウム・コイル温度の監視を、HCEに委ねる。

以上のバス系とミッション系を搭載した衛星の質量配分を、過去と同クラス衛星での実績や必要とされる ΔV などからTable 2のように予想している。

4. 今後の展望

磁気セイルの次の段階はプラズマ源を併用する磁気プラズマセイルである。磁気プラズマセイルのメリットとしては、1) イオンエンジンと同じ程度の高い比推力 I_{sp} (3000 - 5000 秒, プラズマ生成効率から換算), 2) イオンエンジンより高い推力/電力比 (100 mN/kW 以上), 3) ソーラーセイルに必要な巨大な機械的な展開機構が不要な点, 4) 推力をON/OFFすることができるという4点に集約される。磁気プラズマセイルは、外惑星探査、脱太陽系ミッションなど、これまで困難とされてきたミッションを中規模・低コスト・短期間で実現するた

めの、高比推力・高推電比・低コストな新しい推進システムである。Fig 6のようなステップにより、木星以遠の外惑星や、太陽圏の果てを短期間で探る意欲的なミッションのための推進技術として2010、年台初頭までにフライト検証を終えて、Planet-C (火星)・BepiColombo (水星)・solar電力セル(木星)に続く2010年代後半のミッションへの投入を目指して開発を行う。

Table.2 衛星質量配分(暫定案)。

Solid motor	26 kg (24kg fuel+2kg inert)
Magnetic sail propulsion system: (Coil, LHE, MCU, MPCU)	37 kg
Reaction control system: (attitude)	10 kg
RCS Fuel: (Hydrazine)	5 kg
Power	15 kg
AOCS: (AOCU, RW)	12 kg
Communication	8 kg
DHU:(DR, TCIU)	5 kg
Structure	17 kg
Thermal control: (HCE)	5 kg
Cable	6 kg
Solar wind monitor	2 kg
Margin	2 kg
Total	150kg

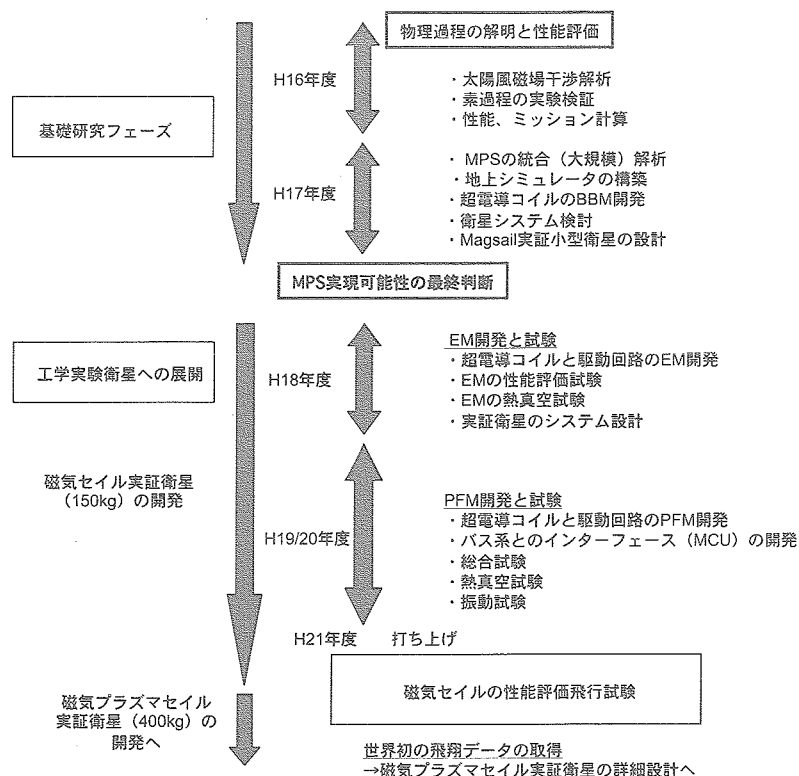


Fig.6 今後の開発ステップ。

参 考 文 献

- [1] Fujita, K., Particle Simulation of Moderately-Sized Magnetic Sails, *The Journal of Space Technology and Science*, Vol.20, No.2, 2004, pp.26-31.
- [2] Akita, D., and Suzuki, K., Numerical Analysis on Characteristic Features of Solar Wind Flow around Magnetic Sail, *The Journal of Space Technology and Science*, Vol.20, No.2, 2004, pp.43-53.
- [3] J.W.Mitchell, K.Abe, K.Anraku, H.Fuke, S.Haino, T.Hams, M.Imori, A.Itazaki, K.Izumi, T.Kumazawa, M.H.Lee, T.Maeno, Y.Makida, S.Matsuda, H.Matsumoto, K.Matsumoto, A.Moiseev, Z.D.Myers, J.Nishimura, M.Nozaki, H.Omiya, S.Orito, J.F.Ormes, T.Sanuki, M.Sasaki, E.S.Seo, Y.Shikaze, R.E.Streitmatter, J.Suzuki, Y.Takasugi, K.Tanaka, K.Tanizaki, T.Yamagami, A.Yamamoto, Y.Yamamoto, K.Yamato, T.Yoshida, K.Yoshimura, The BESS Program, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 134 (2004) 31-38.

宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA-RR-05-014

発行 平成 18年 1月 31日

編集・発行 宇宙航空研究開発機構

〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1

URL:<http://www.jaxa.jp/>

印刷・製本 株式会社 ワークワン

本書及び内容についてのお問い合わせは、下記にお願いいたします。

宇宙航空研究開発機構 情報システム部 研究開発情報センター

〒305-8505 茨城県つくば市千現2-1-1

TEL:029-868-2079 FAX:029-868-2956

© 2006 宇宙航空研究開発機構

※本書の一部または全部を無断複写、転載、電子媒体に加工すること禁じます。

