

太阳风磁帆推进性能数值研究

蔡静媛, 李 来, 朱桂平

(南京航空航天大学 航天学院, 南京 210016)

摘 要: 利用考虑行星际磁场作用的磁流体动力学模型, 建立了磁帆三维数值模拟方法, 对计算方法的可靠性进行了验证, 发现了线圈尾部的磁重联现象, 研究了太阳风来流速度、等离子体离子数密度以及攻角对磁帆推进性能的影响。得出以下结论: 不同速度、不同离子数密度的太阳风主要通过改变 z 方向电流的大小改变洛伦兹力, 进而影响磁帆的推进性能: 太阳风离子数密度恒定时, 随着来流速度由 30 km/s 逐渐增大至 75 km/s, z 方向电流最大值由 4 205 A/m² 增至 14 709 A/m², 磁帆所受推力由 3.39 N 增至 13.40 N; 太阳风来流速度恒定时, 随着离子数密度由 $1.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 增大至 $4.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, z 方向电流最大值由 6 039 A/m² 增至 10 585 A/m², 磁帆所受推力由 6.62 N 增至 12.27 N。磁帆攻角变化, 主要通过磁场构型的变化影响磁帆推进性能: 攻角为 0° 和 90° 时的磁层半径分别为 0.14 m 和 0.18 m, 磁帆所受推力分别为 6.62 N 和 11.03 N, 由此推测实际应用中保持线圈轴线与太阳风来流方向平行, 可获得更大推力。系统研究了相关因素对磁帆推进性能的影响, 可为磁帆的推力调节研究提供参考和支持, 对未来磁帆的深入研究具有重要的参考价值。

关 键 词: 磁帆; 磁流体动力学 (MHD) 推进; 太阳风速度; 离子数密度; 攻角

中图分类号: V439.4

文献标志码: A

Numerical study on propulsion performance of solar wind magnetic sail

CAI Jingyuan, LI Lai, ZHU Guiping

(College of Astronautics,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The three-dimensional numerical simulation of the solar wind magnetic sail was established with the magnetohydrodynamic (MHD) model considering the interplanetary magnetic field. The verification of the calculation method was accomplished by comparison with experimental data. In addition, the observation and confirmation of the magnetic reconnection were achieved at the tail of the coil. The propulsion performance of the magnetic sail was studied in terms of the incoming velocity, the plasma ion number density and the attack angle of the solar wind. The solar wind with different velocities and different ion number densities mainly influenced the Lorentz force by affecting the current in the z direction, which further affected the propulsion performance of the magnetic sail. As incoming velocity increased from 30 km/s to 75 km/s of solar wind with fixed ion number density, the maximum current in z direction increased from 4 205 A/m² to 14 709 A/m², and the thrust of magnetic sail increased from 3.39 N to 13.40 N. As the ion number density increased from $1.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ to $4.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ of solar wind with fixed incoming velocity, the maximum current in z direction increased from 6 039 A/m² to 10 585 A/m², and the thrust increased from 6.62 N to 12.27 N. The variation of the attack angle affected the propulsion performance of magnetic sail by influencing the configuration of magnetic field. With the attack angle of 0° and 90°, the radius of the magnetic cavity was 0.14 m and 0.18 m, respectively.

收稿日期: 2021-09-21

作者简介: 蔡静媛(1998—), 女, 硕士生, 主要从事新型推进技术研究。

通信作者: 朱桂平(1983—), 女, 副教授, 博士, 主要从事新型推进技术研究。E-mail: zhuguiping@nuaa.edu.cn

引用格式: 蔡静媛, 李来, 朱桂平. 太阳风磁帆推进性能数值研究[J]. 航空动力学报, 2023, 38(4): 850-859. CAI Jingyuan, LI Lai, ZHU Guiping.

Numerical study on propulsion performance of solar wind magnetic sail[J]. Journal of Aerospace Power, 2023, 38(4): 850-859.

Correspondingly, the thrust of the magnetic sail was 6.62 N and 11.03 N, respectively. It was inferred that larger thrust can be obtained by keeping the axis of the coil parallel to the direction of the solar wind in practical application. The influence of relevant factors on the propulsion performance of magnetic sail was studied systematically, which can provide a reference and support for the research of thrust regulation of the sail, and has important reference value for the further study of magnetic sail.

Keywords: magnetic sails; magnetohydrodynamic (MHD) propulsion; solar wind velocity; ion number density; attack angle

磁帆技术最早由 Zubrin 和 Andrews 提出^[1-2], 它利用太阳风中粒子与磁线圈生成的磁场相互作用产生推力。太阳风是从恒星上层大气射出的超声速等离子体带电粒子流, 以 200~800 km/s 的速度向外辐射。航天器携带低密度超导材料制作的线圈, 发射入轨之后展开线圈并通电, 线圈中的电流将在航天器周围形成一个磁场区域称作人工磁腔, 通过该磁场与空间中的太阳风等离子场相互作用产生动量交换从而为航天器提供动力。磁帆仅需电源系统即可提供充足能源, 是一种无工质损耗、高质量利用率的深空探测动力方式, 开展太阳风磁帆推进系统研究对未来空间飞行具有深远意义。

自磁帆的概念提出之后, 各国学者便逐步开展该项技术的相关理论及实验研究。Nishida 等^[3]运用磁流体动力学(MHD)模型模拟了太阳风和磁帆偶极子磁场之间的相互作用, 验证了太阳风和航天器之间的动量传递过程, 阐明了磁帆获得推力的原理及方式。Akita 和 Suzuki^[4]采用网格质点法(particle-in-cell, PIC)进行数值计算, 得到了流场和磁帆周围电磁场的基本特征, 以及磁帆所受作用力。Kajimura 等^[5-6]采用混合网格质点法(hybrid particle-in-cell, HPIC)进行三维仿真, 研究了磁帆周围的等离子体流特征, 探讨了磁帆的电磁推力特性, 如阻力、升力、横向力的值等, 研究了攻角和推力大小、磁矩和磁帆姿态之间的关系。Ashida 等^[7]提出了一个包括离子的有限拉莫尔半径效应的数值模型, 采用 flux-tube 模型求解离子的粒子运动轨迹, 并验证了该计算方法的可靠性; 运用 PIC 模拟程序对小型磁层开展了三维数值模拟^[8], 研究了小型磁帆的推力特性。Ueno 等^[9]对推力大小为 1 N 左右的磁帆比例模型进行了实验研究, 获得了离子尺度下磁帆的推力特性; 并采用平行四边形摆法^[10]对空间中磁帆的推力特性进行了实验测试。

上述仅由一个线圈组成的磁帆通常称为纯磁

帆。根据 Zubrin 的理论, 若要太阳风粒子与磁场相互作用产生推力进行加速, 磁线圈的直径必须达到 100 km 级以上, 但这在实际发射和太空展开中都很难以实现。为了克服这个问题, Winglee 等^[11-13]在原有研究的基础上提出了将磁帆与等离子体射流结合起来的微磁层等离子推进技术(minimag-netospheric plasma propulsion, M2P2)。众多学者对这种自带等离子体的磁帆模型进行了数值与实验研究^[14-17], 但其推进原理与原始磁帆并无二致, 且仍需消耗大量的等离子体才能使磁层膨胀到所需大小。

虽然经过 30 多年的发展, 磁帆推进技术的数值模拟方法已趋于成熟, 线圈参数对磁帆推进性能的影响也已经研究得比较透彻, 但太阳风变化对其性能的影响机制还尚未明确。太阳风是速度和导电特性多变的等离子体, 也是磁帆推进系统主要的动力来源, 研究其参数对磁帆推进性能的影响, 有助于进一步理解太阳风与磁场相互作用原理、完善磁帆推进性能影响机制。因此本文在数值计算方法得到验证的基础上, 系统地研究了太阳风来流速度、等离子体离子数密度以及攻角对磁帆推进性能的影响, 可为在不同性质太阳风来流下磁帆的推力调节研究提供参考和支持。

1 计算方法

本研究采用理想磁流体动力学(MHD)控制方程组, 规范化后的方程组如下^[18]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{V})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + p \mathbf{I}) = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E + p + \frac{B^2}{2} \right) \mathbf{V} - \mathbf{B} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{V}) \right] = 0 \quad (4)$$

其中 $\mathbf{J}$ 为电流密度, 由诱导磁场法可得

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (5)$$

E 为能量密度, 其表达式为

$$E = \frac{1}{2} \rho V^2 + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{B^2}{2} \quad (6)$$

式中 ρ 是等离子体密度, p 为压强, $\mathbf{V}$ 为太阳风速度矢量, 其在 x 、 y 和 z 方向上的分量分别记作 u 、 v 和 w 。 $\mathbf{B}$ 为磁场强度。由于太阳风主要组成为质子和电子, 所以这里 γ 设置为单原子理想气体的比热值 5/3。

当太阳风等离子体流经线圈产生的磁场时, 带电粒子受到洛伦兹力作用反射回去, 磁帆受太阳风反作用力推动前行。线圈磁场产生的磁压力与外部太阳风来流的动压在磁场某处达到一种平衡即

$$\frac{(2B_m)^2}{2\mu_0} = n_i m_i V_{sw}^2 \quad (7)$$

式中 $2B_m$ 为平衡处的磁场强度, μ_0 为真空磁导率, n_i 为离子数密度, m_i 为质子质量, V_{sw} 为太阳风来流速度。

平衡处边界至线圈中心的距离 L 即磁腔半径, 其表达式为

$$L = \left(\frac{\mu_0 M_d^2}{8\pi^2 n_i m_i V_{sw}^2} \right)^{1/6} \quad (8)$$

式中 M_d 为线圈产生的磁矩大小。平衡处所围成的磁场区域称为磁腔, 磁腔的大小 $S = \pi L^2$ 。距离线圈中心距离为 L 处的磁场强度为

$$B_m = \frac{\mu_0 M_d}{4\pi L^3} \quad (9)$$

磁腔的边界称为磁层顶, 磁层顶处离子的拉莫尔半径 r_{iL} 为

$$r_{iL} = \frac{m_i V_{sw}}{e 2B_m} \quad (10)$$

式中 e 为元电荷。

由式(8)~式(10)可以进一步推导拉莫尔半径的另一表达式

$$r_{iL} = \frac{m_i}{e (2\mu_0 n_i m_i)^{1/2}} \quad (11)$$

推力系数 C_d 的值与拉莫尔半径 r_{iL} 和 L 的比值 r_{iL}/L 有关, 其表达式为

$$C_d = \begin{cases} \frac{3.4}{r_{iL}/L} \exp \left[\frac{-0.22}{(r_{iL}/L)^2} \right] & r_{iL}/L > 1 \\ 3.6 \exp \left[-0.28 \cdot (r_{iL}/L)^2 \right] & r_{iL}/L < 1 \end{cases} \quad (12)$$

磁帆所受推力 F 的公式为

$$F = C_d \frac{1}{2} \rho V_{sw}^2 S \quad (13)$$

式中 $\rho V_{sw}^2/2$ 为太阳风的动压, S 为上述磁腔面积。

2 计算模型

为了考察算法和程序的准确性, 本文将数值模拟结果同文献[9]中的实验结果进行了对比。实验采用内径为 0.05 m、外径为 0.054 m、宽度为 0.01 m 的线圈(图 1)。计算模型如图 2 所示, 内径为 0.05 m, 外径为 1.0 m, 宽度为 0.01 m, 前表面与后表面采用周期边界条件。网格总量在 300 000、360 000 和 420 000 时, 流速相差在 0.15% 以内, 因此为了同时兼顾计算的准确性和时效性, 选用网格数 360 000 进行计算, 其中 $z=0$ m 平面的网格如图 3 所示, 图中 x 和 y 表示坐标。

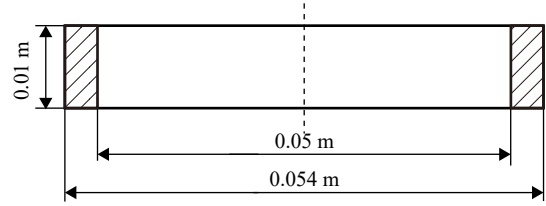


图 1 实验用线圈示意图^[9]

Fig. 1 Schematic diagram of test coil^[9]

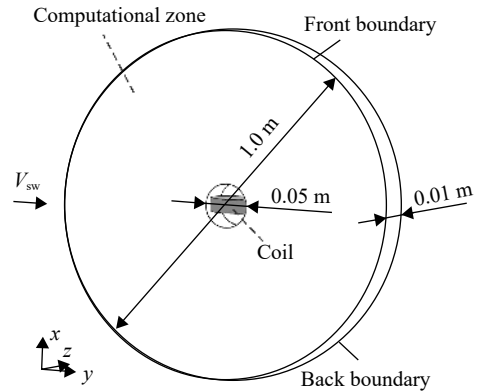
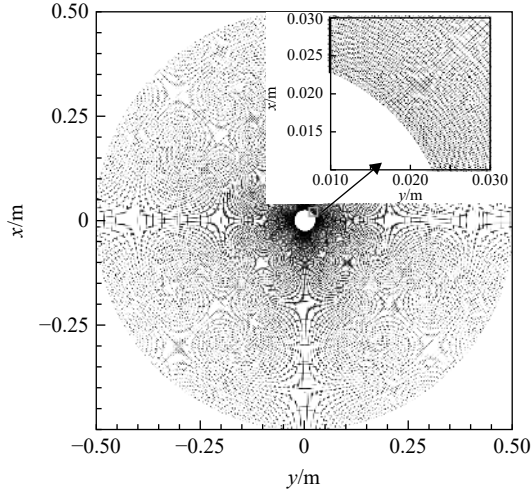
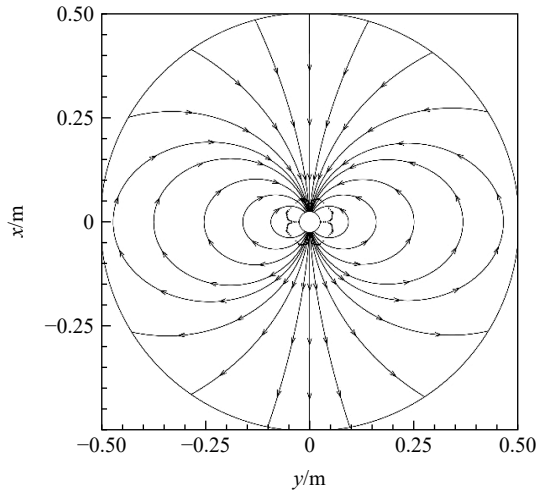


图 2 计算模型示意图

Fig. 2 Schematic diagram of calculation model

当计算区域半径远大于线圈半径时, 环形导电线圈产生的磁场可近似为偶极子磁场^[19]。图 4 给出了 $z=0$ m 平面磁场模型。

采用文献[9]中的边界条件对文中方法进行验证。太阳风沿 y 轴负方向流入, 线圈攻角为 0° (即线圈轴线与来流方向垂直), 如图 4 所示。太阳风来流速度 $V_{sw}=45$ km/s、离子数密度 $n_i=1.8 \times$

图3 $z=0$ m 平面区域计算网格示意图Fig. 3 Schematic diagram of calculation grid for $z=0$ m plane图4 $z=0$ m 平面外加磁场流线分布Fig. 4 Streamline distribution of external magnetic field on $z=0$ m plane

10^{19} m^{-3} 、质子质量 $m_i=1.672 \times 10^{-27} \text{ kg}$ 、线圈中心磁场 B_c 强度为 1.5 T。

图5给出了太阳风等离子体与线圈磁场作用后的速度(V)和磁场流线分布与文献实验结果对比,从图中可观察到,由于受到洛伦兹力阻碍作用而形成的激波层与实验中的激波层位置一致。

数值计算结果显示磁腔半径 L 约为 0.14 m,由式(11)~式(13)计算得到的结果与文献[9]中实验测得的结果见表1。

对比发现,理论计算得到的推力值大于实验测得的推力值,这主要是因为理论计算的推力系数是在无碰撞条件下得到的,而实验中所采用的等离子体是部分电离,且实验设备尺寸相对较小导致无法忽略带电粒子之间和带电粒子与中性粒子之间的碰撞,因而造成了数值模拟结果和实验

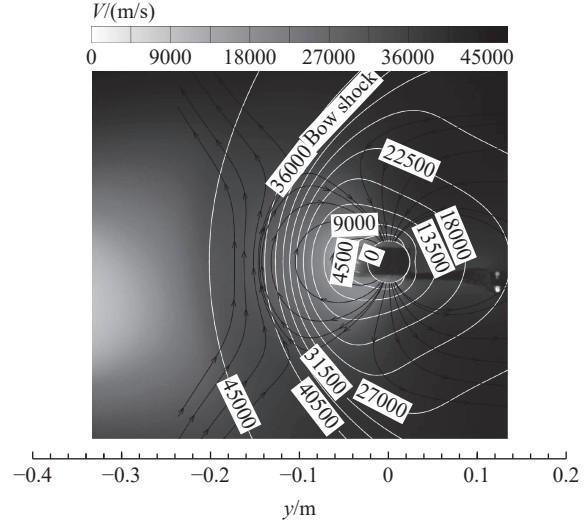


图5 数值模拟结果与文献[9]中实验结果的对比图

Fig. 5 Comparison of numerical results with experimental results in Ref. [9]

表1 计算结果与文献[9]中实验结果

Table 1 Calculation results and experimental results in Ref. [9]

参数	计算值	实验值
L/m	0.14	0.15
r_{il}/m	0.038	
r_{il}/L	0.27	0.24
C_d	3.527	
F/N	6.62	1.64

结果之间在推力和推力系数上的偏差^[20]。但数值模拟得到的磁腔半径、理论计算得到的拉莫尔半径与磁腔半径之比与实验结果具有较好的一致性,验证了计算方法的可靠性。

3 计算结果及分析

本文采用理想氢气等离子体作为工质。由于采用 MHD 模型计算,因此所讨论的流场主要表现在宏观特征,即流体受到洛伦兹力的作用。

由动量方程(式(2))可知磁帆所受洛伦兹力在 y 方向上的分量为

$$F_y = J_z \cdot (B_{0x} + b_x) - J_x \cdot (B_{0z} + b_z) \quad (14)$$

其中 J_x 和 J_z 分别为 x 、 z 方向上的电流密度分量, B_{0x} 和 B_{0z} 分别为外加磁场在 x 、 z 方向上的分量, b_x 和 b_z 分别为诱导磁场在 x 、 z 方向上的分量。图6(a)给出了 $x=0$ m 中线上各方向磁场分量值对比,相较于 x 方向总的磁场分量($B_{0x} + b_x$), z 方向上的磁场分量几乎为零,因此洛伦兹力 y 方向分

型所得的结果一致。因此本文利用考虑行星磁场作用的 MHD 模型来讨论较大尺度的太阳风与磁场相互作用是有效的,同时也说明了太阳风-磁场相互作用具有宏观流体特征。

3.1 太阳风来流速度对磁帆推进性能的影响

图 8 给出了不同太阳风来流速度下 z 方向电流 J_z 的分布图。从图中可以看出,来流速度越大,磁层顶上分布的感应电流越大。来流速度由 30 km/s 增大至 45、60、75 km/s 时, J_z 最大值分别由 4 205 A/m² 增大至 6 039、9 274、14 709 A/m²。 x 方向磁感应强度增幅较小,约为 10^{-4} T 数量级。因此推测,太阳风来流速度越大,磁帆所受洛伦兹力也越大。

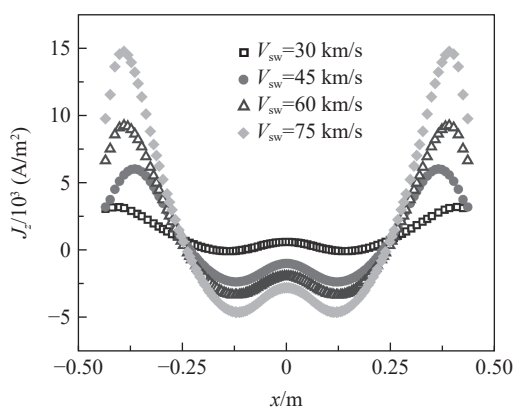


图 8 不同太阳风来流速度下 z 方向电流分布

Fig. 8 Current distribution in z direction at different solar wind incoming velocities

图 9 给出了不同来流速度的太阳风与磁场作用后的磁场流线分布、太阳风激波层以及磁层区域。从图中可以看出,随着太阳风来流速度的增大,磁层受到了明显压缩,磁腔半径 L 逐渐减小,其值分别为 0.15、0.14、0.13 m 和 0.12 m。

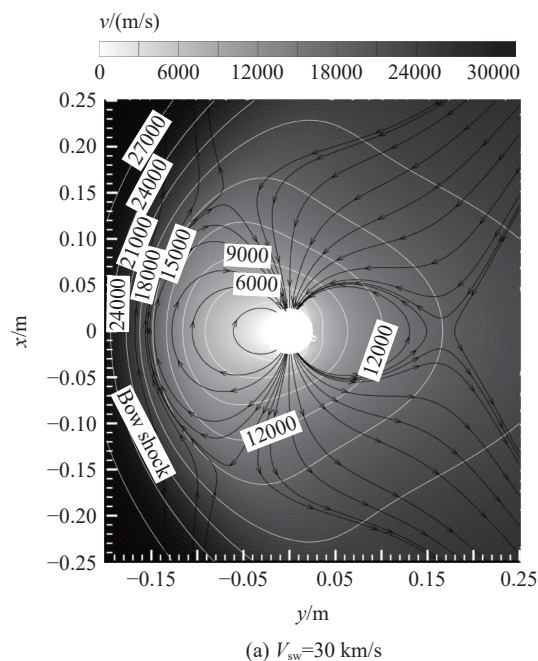
图 10 给出了不同太阳风来流速度下磁帆推进性能相关参数的变化趋势,其中各来流速度下对应磁帆所受推力分别为 3.39、6.62、10.11 N 和 13.40 N。从图中可以看出,虽然来流速度越大,磁腔半径越小、推力系数越小,但由于来流动压增幅占主导因素,磁帆所受推力仍随着太阳风来流速度的增大而增大。

3.2 太阳风电导率对磁帆推进性能的影响

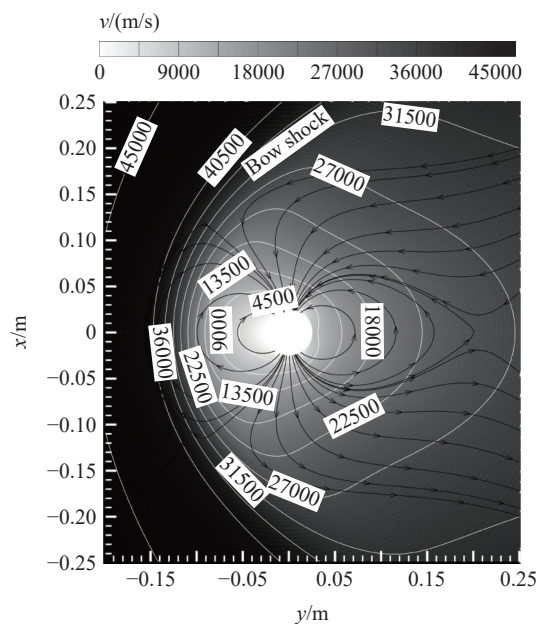
太阳活动强弱不同,太阳风离子数密度不同,其导电性能也会有强弱之分。图 11 给出了不同电导率 σ 的太阳风与磁场作用后 z 方向电流的分布情况,从图中可以看出,电导率越大,磁层顶上

感应电流越大。当电导率由 2 000 S/m 增大至 3 000、4 000 S/m 时, z 方向电流最大值分别由 6 039 A/m² 增大至 10 120、10 585 A/m²。 x 方向磁感应强度增幅较小,约为 10^{-4} T 数量级。因此推测洛伦兹力也随电导率增大而增大。

图 12 给出了来流速度恒为 45 km/s、攻角恒为 0° 时不同电导率的太阳风与磁场作用后的磁场流线分布。从图中可以发现,当电导率分别为 2 000、3 000 S/m 和 4 000 S/m 时,磁腔半径分别为 0.14、0.13 m 和 0.12 m;此外,当电导率增大至 4 000 S/m 时,在太阳风与磁帆磁场边界附近,除磁层发生明显收缩外,磁场流线也出现了较大变化,磁层顶部出现了磁场的封闭区域。



(a) $V_{sw}=30$ km/s



(b) $V_{sw}=45$ km/s

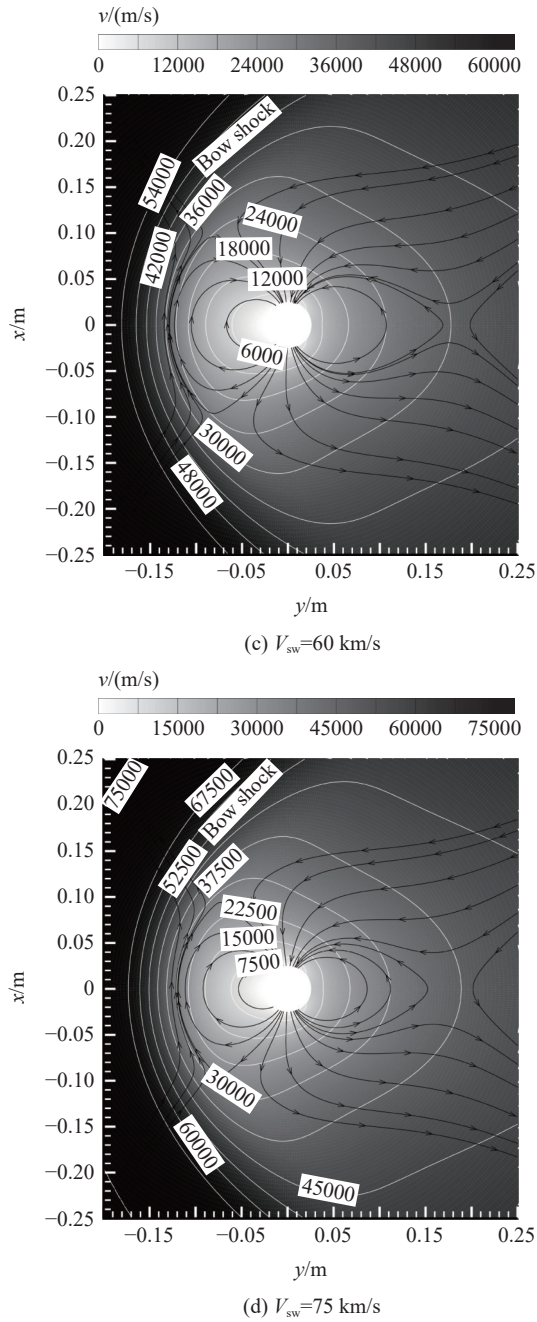


图9 不同来流速度的太阳风与磁场作用后的磁场流线分布

Fig. 9 Streamline distribution of magnetic field after interaction of magnetic field and solar wind with different incoming velocities

表2给出了不同电导率条件下计算得到的磁帆推进性能相关参数。从表中可以看出,随着太阳风电导率的增大,虽然磁腔面积减小,但由于来流离子数密度增加、推力系数增大,因此磁帆所受推力随电导率的增大而增大。

由前述分析可知,理论计算的推力值是在无碰撞条件下得到的,因此实际磁帆所受推力值应小于表2中计算的得到的理论值。且当电导率由3000 S/m增大至4000 S/m时,由于粒子数密

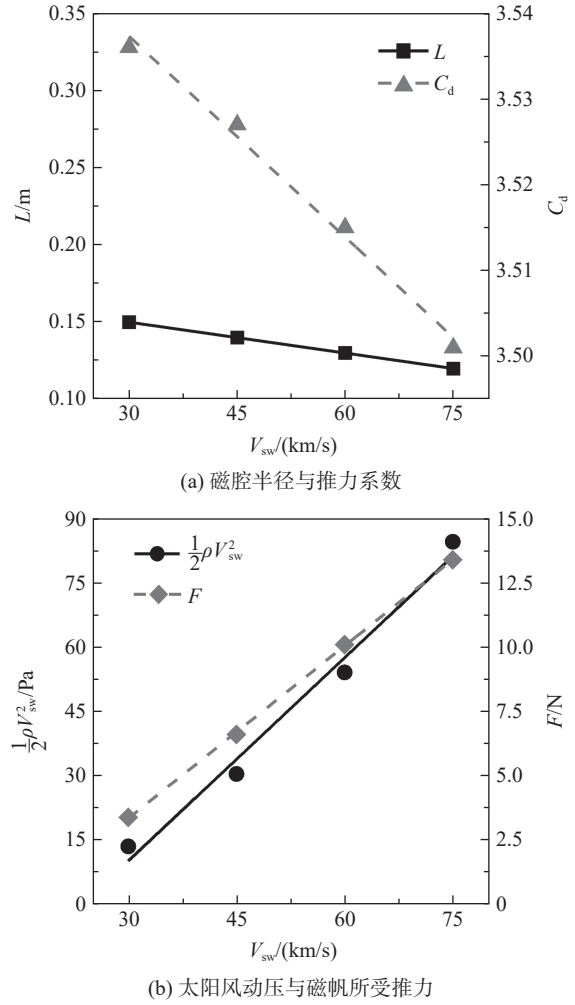


图10 不同太阳风来流速度下相关参数

Fig. 10 Parameters at various solar wind incoming velocities

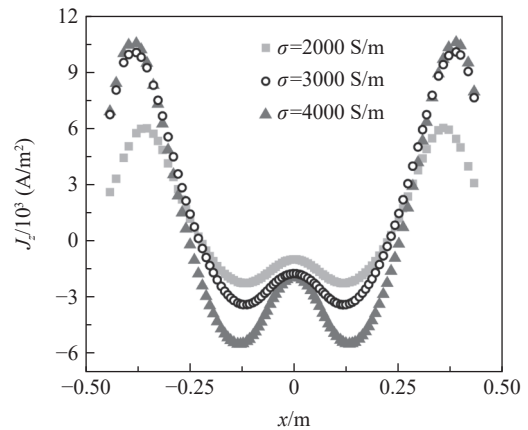


图11 不同电导率下z方向电流分布

Fig. 11 Current distribution in z direction at different conductivities

度增幅较大、粒子间碰撞加剧,推力值的增幅应当较小;由不同电导率下电流分布(图11)可以看出,当电导率由3000 S/m增大至4000 S/m时,z方向电流增幅较小,结合磁感应强度的微弱增大,

洛伦兹力增幅较小,也可以得出推力增幅较小的结论。因此,磁帆所受推力随着电导率的增大而增大,但推力增幅逐渐减小。

3.3 攻角对磁帆推进性能的影响

攻角不同,太阳风与磁场作用后的磁场构型不同,相应的磁腔半径、推力系数等也会有所不同,最终导致磁帆所受推力发生改变。

图 13 给出了不同攻角下太阳风与磁场作用后的磁场流线分布。当磁帆攻角 α 由 0° 变化为 90° 时,磁层顶位置前移,磁腔半径变大。当攻角为 0° ,即线圈轴线与来流方向垂直时,磁腔半径为 0.14 m ;当攻角为 90° ,即线圈轴线与来流方向平行时,磁腔半径为 0.18 m ,且其磁场分布关于 $y=0\text{ m}$ 对称。

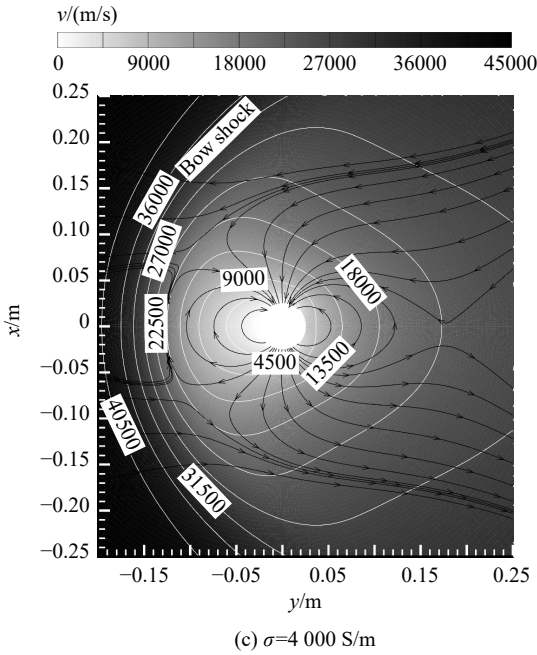
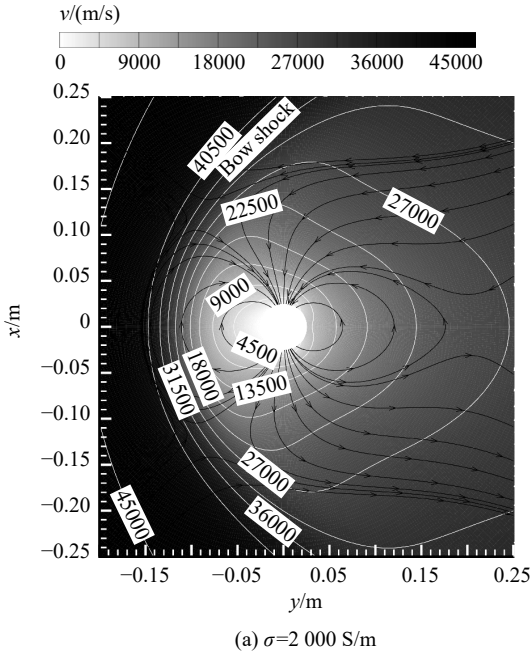
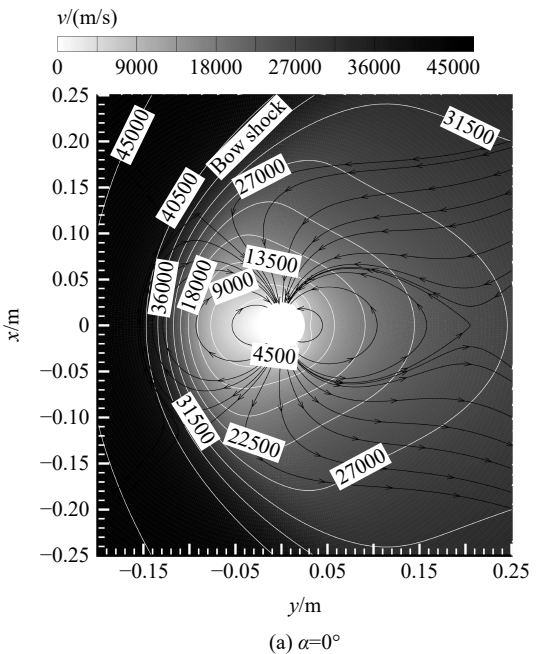
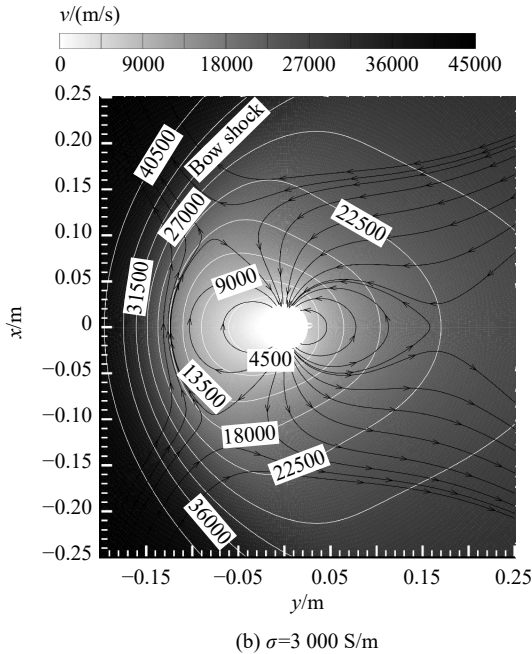


图 12 不同电导率的太阳风与磁场作用后的磁场流线分布
Fig. 12 Streamline distribution of magnetic field interacted with solar wind possessing different conductivities

表 2 不同电导率计算结果

Table 2 Calculation results at different conductivities						
$\sigma/(S/m)$	$n_i/10^{19}\text{ m}^{-3}$	L/m	r_{iL}/m	r_{iL}/L	C_d	F/N
2 000	1.8	0.14	0.038	0.271	3.527	6.62
3 000	2.8	0.13	0.030	0.234	3.545	8.92
4 000	4.5	0.12	0.024	0.200	3.560	12.27



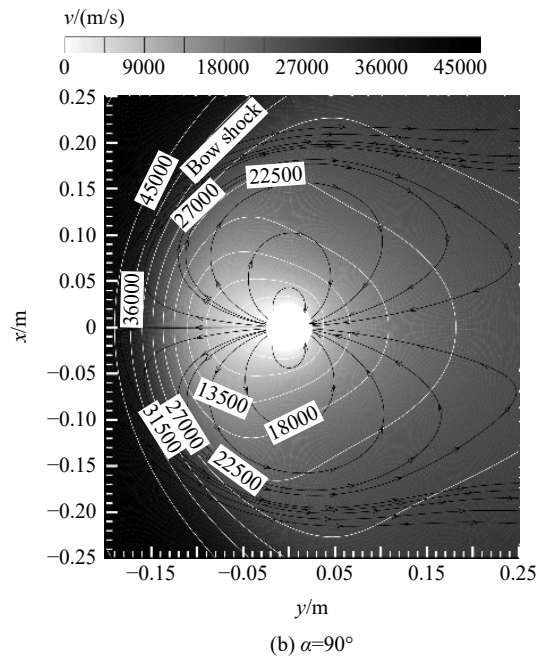


图13 不同攻角下太阳风与磁场作用后的磁场流线分布

Fig. 13 Streamline distribution of magnetic field interacted with solar wind at different angles of attack

表3给出了不同攻角下计算得到的磁帆推进性能相关参数。攻角的改变仅引起磁腔半径改变从而导致推力系数和推力的变化,而离子拉莫尔半径由于离子数密度恒定保持不变。攻角为 90° 时磁层半径与推力都明显增大,因此推测实际应用中尽量保持线圈轴线与太阳风来流方向平行的姿态,可确保磁场能够捕获更多的太阳风形成较大的磁层,获得更大的推力。

表3 不同攻角计算结果

Table 3 Calculation results at different angles of attack

$\alpha/(^\circ)$	L/m	r_{il}/m	r_{il}/L	C_d	F/N
0	0.14	0.038	0.27	3.527	6.62
90	0.18	0.038	0.21	3.556	11.03

4 结 论

本文利用考虑行星际磁场作用的磁流体动力学模型,建立了磁帆三维数值模拟方法,并对计算方法的可靠性进行了验证,研究了太阳风来流速度、等离子体离子数密度以及磁帆攻角对磁帆推进性能的影响。得出以下结论:

1) 当保持线圈磁场不变时,不同来流速度的太阳风和不同电导率的太阳风,都主要通过改变磁层顶上感应电流的大小来改变洛伦兹力的大小,

进而影响磁帆的推进性能。太阳风来流速度越大,磁帆所受推力越大;太阳风离子数密度越大,电导率越大,磁帆所受推力越大。①当太阳风离子数恒定时,随着来流速度由30 km/s增大至45、60、75 km/s,磁腔半径由0.15 m分别减小至0.14、0.13、0.12 m,推力系数也随之减小,但由于来流动压增幅占主导因素,磁帆所受推力仍随着来流速度的增大而增大,由3.39 N分别增至6.62、10.11、13.40 N;②当太阳风来流速度恒定时,随着太阳风离子数密度由 $1.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 增大至 $2.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 和 $4.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$,磁腔半径由0.14 m分别减小至0.13 m和0.12 m,但所受推力由于太阳风离子数以及推力系数的增大而增大,由6.62 N分别增至8.92 N和12.27 N。

2) 磁帆攻角变化,主要通过改变磁场构型影响感应电流的分布,进而影响洛伦兹力的大小。攻角为 90° 时磁层半径和推力分别为0.18 m和11.03 N,大于攻角为 0° 时的0.14 m和6.62 N,推测实际应用中保持线圈轴线与太阳风来流方向平行,可获得更大推力。

参考文献:

- [1] ZUBRIN R M, ANDREWS D G. Magnetic sails and interplanetary travel[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1991, 28(2): 197-203.
- [2] ANDREWS D, ZUBRIN R. Progress in magnetic sails[R]. AIAA-1990-2367, 1990.
- [3] NISHIDA H, OGAWA H, FUNAKI I, et al. Verification of momentum transfer process on magnetic sail using MHD model[R]. AIAA-2005-4463, 2005.
- [4] AKITA D, SUZUKI K. Kinetic analysis on plasma flow of solar wind around magnetic sail[R]. AIAA-2005-4791, 2005.
- [5] KAJIMURA Y, USUI H, FUNAKI I, et al. Hybrid particle-in-cell simulations of magnetic sail in laboratory experiment[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2010, 26(1): 159-166.
- [6] KAJIMURA Y, FUNAKI I, MATSUMOTO M, et al. Thrust and attitude evaluation of magnetic sail by three-dimensional hybrid particle-in-cell code[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2012, 28(3): 652-663.
- [7] ASHIDA Y, FUNAKI I, YAMAKAWA H, et al. Thrust evaluation of a magnetic sail by flux-tube model[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2012, 28(3): 642-651.
- [8] ASHIDA Y, YAMAKAWA H, FUNAKI I, et al. Thrust evaluation of small-scale magnetic sail spacecraft by three-dimensional particle-in-cell simulation[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2014, 30(1): 186-196.
- [9] UENO K, KIMURA T, AYABE T, et al. Laboratory experiment of magnetoplasma sail: Part 1 pure magnetic sail[R]. International Electric Propulsion Conference, IEPC-2007-2061, 2007.
- [10] UENO K, FUNAKI I, KIMURA T, et al. Thrust measurement of a pure magnetic sail using parallelogram-pendulum method[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2009, 25(2): 536-539.

- [11] WINGLEE R M, SLOUGH J, ZIEMBA T, et al. Mini-magnetospheric plasma propulsion: tapping the energy of the solar wind for spacecraft propulsion[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2000, 105(A9): 21067-21077.
- [12] WINGLEE R M, ZIEMBA T, EURIPIDES P, et al. Computer modeling of the laboratory testing of mini-magnetospheric plasma propulsion (M2P2)[R]. International Electric Propulsion Conference, IEPC-2001-2200, 2001.
- [13] WINGLEE R M, EURIPIDES P, ZIEMBA T, et al. Simulation of mini-magnetospheric plasma propulsion (M2P2) interacting with an external plasma wind[R]. AIAA 2003-5224, 2003.
- [14] ASHIDA Y, FUNAKI I, YAMAKAWA H, et al. Two-dimensional particle-in-cell simulation of magnetic sails[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2014, 30(1): 233-245.
- [15] YAMAKAWA H, FUNAKI I, NAKAYAMA Y, et al. Magnetoplasma sail: an engineering satellite concept and its application for outer planet missions[J]. *Acta Astronautica*, 2006, 59(8/9/10/11): 777-784.
- [16] FUNAKI I, KIMURA T, UENO K, et al. Laboratory experiment of magnetoplasma sail: Part 2 magnetic field inflation[R]. International Electric Propulsion Conference, IEPC-2007-2094, 2007.
- [17] MORITAKA T, USUI H, NUNAMI M, et al. Full particle-in-cell simulation study on magnetic inflation around a magnetoplasma sail[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2010, 38(9): 2219-2228.
- [18] NISHIDA H, OGAWA H, FUNAKI I, et al. Two-dimensional magnetohydrodynamic simulation of a magnetic sail[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2006, 43(3): 667-672.
- [19] 尹真. 电动力学[M]. 北京: 科学出版社, 2005.
- [20] NISHIDA H, FUNAKI I. Analysis of thrust characteristics of a magnetic sail in a magnetized solar wind[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2012, 28(3): 636-641.

(编辑: 王碧琚)