数值模拟 s 用于空间应用的旋转磁帆模拟

Mingwei Xu[1], Ronghui Quan[1*], Yunjia Yao[1]南京航空航天大学，南京，江苏，210016 *通讯作者。邮箱：quanrh@nuaa.edu.cn

摘要:
磁帆是一种空间推进系统，它利用太阳风粒子与航天器线圈产生的人工偶极磁场之间的相互作用来产生推力，无需额外的等离子体或推进剂。为缩小磁帆尺寸，同时提高捕获太阳风的效率，本文提出了一种具有初始旋转速度的新型旋转磁帆。本研究采用三维单组分粒子数值模拟，评估旋转磁帆的推力特性、姿态及尺寸设计因素。结果表明，旋转速度的增加会显著提升旋转磁帆的推力。当磁帆的磁矩与粒子速度方向平行时，推力最为显著。研究还发现，在高密度、低速度的空间等离子体环境中，旋转磁帆的应用潜力最大。研究表明，在低地球轨道（LEO）400 km高度运行、磁矩（Mm）为10^3-10^4 Am^2 的旋转磁帆，可达到与在1天文单位处运行、磁矩为10^7-10^8 Am^2的旋转磁帆相近的推力水平。

1. 引言

磁帆是一种由 Zubrin 和 Andrews 提出的深空推进系统[1]。利用尺寸达数十公里的大型超导线圈形成的人工磁腔（磁层），可使太阳粒子的流动发生偏转。太阳风动量的变化会传递给航天器，从而产生推进力。该系统不需要任何推进剂，因此磁帆的理想比冲接近无穷大。此外，由于无需消耗推进剂，其使用寿命也显著长于推进剂推进系统。

后来，为了减小结构尺寸，Winglee 等人提出了小型磁层等离子体推进（M2P2）和磁等离子体帆（MPS），通过等离子体注入使磁层扩张[2]。Slough 提出了基于等离子体磁体产生的旋转磁场的等离子体磁体驱动系统[4]。等离子体磁体由一对多相线圈组成，它们产生旋转磁场，驱动推进所需的等离子体，从而扩张并维持大型磁结构[3]。日本的多个研究团队，以及 Funaki 领导的其他研究团队，也在磁帆推进系统方面开展了重要研究[5]。随着时间推移，磁帆空间推进装置的设计不断发展，并研制出了首个磁帆航天器模型[8]。最近，G. Davidson 和 Vorobieff [9]提出了一种磁帆概念，可从磁层等大尺度电磁场中获取推进力和电荷，日球层，或星际磁场（ISMF）。

磁等离子体推进系统结构更小、更轻，工程可行性也更高[2,3]。然而，注入等离子体使其成为一种基于推进剂的推进系统，因此与传统电推进技术相比，缺乏应用优势。为实现减小尺寸、不消耗额外推进剂、提高推重比和降低成本的目标，本文提出了旋转磁帆的概念，如图1所示。通过为线圈施加初始自旋角速度，磁帆的偶极磁场便会绕磁矩轴旋转。这种方法增大了太阳风与磁帆相互作用时的动量，从而提高磁帆所获得的阻力。与两极定子绕组产生的磁场不同[4]，旋转磁帆的磁偶极轴保持固定，变化的是太阳风等离子体相对于磁帆推进的速度。该方法的优势在于保留了无推进剂推进系统的优点，同时在保持结构简单的情况下，提高了纯磁帆的推重比。

本研究采用三维单组分粒子模拟，描述旋转磁帆与太阳风等离子体之间的相互作用过程，并分析影响旋转磁帆推力特性的因素。这些因素包括太阳风离子速度、帆旋转速度、俯仰角和磁矩大小。通过研究这些因素，可以优化旋转磁帆的设计，以实现更高的推力和更好的

性能。此外，本研究还分析了旋转磁帆在不同行星际轨道中的应用，并讨论了如何在保持其推力特性的同时减小旋转磁帆的尺寸。需要注意的是，本文讨论的推力特性不仅包括阻力，还包括升力和横向力引起的转向角与俯仰力矩。升力和横向力通过转向角进行评估，而俯仰力矩则单独评估。这对于在任务设计中确定航天器姿态非常重要。所得的推力特性评估结果有助于进一步优化小型化磁帆推进系统的推力预测。

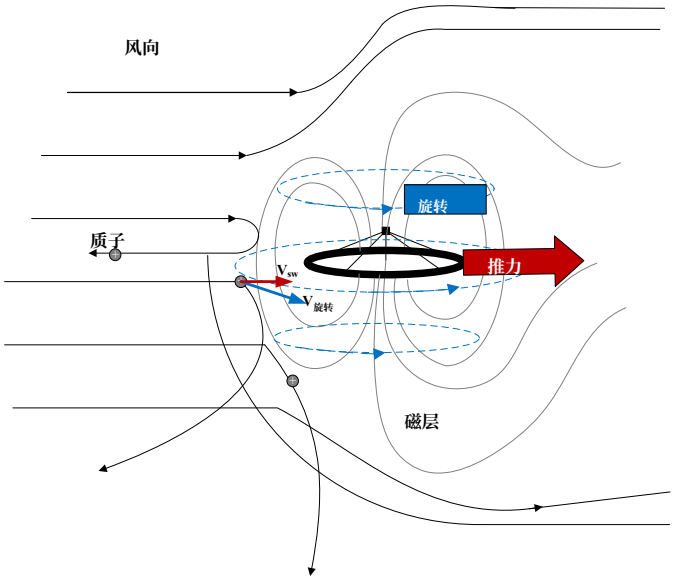


FIGURE 1: 旋转磁帆的概念。

2. 数值模型与计算条件

2.1. 参考坐标系。 为了说明旋转磁帆的工作原理，需要建立旋转坐标系。太阳风粒子与偶极磁场之间的相互作用在三维空间中进行模拟。计算中使用的坐标系如图 2 所示。静止坐标系 O-XYZ 的 z 轴平行于入射太阳风粒子的方向，也就是产生的推进力的方向。XY 平面垂直于流动方向。假设旋转圆柱坐标系 O_R-X'Y'Z' 的原点与静止坐标系的原点重合，并且存在恒定角速度ω，使其绕 Y' 轴逆时针旋转。攻角 θ 设定为 Y' 轴与 Y 轴之间的角度。

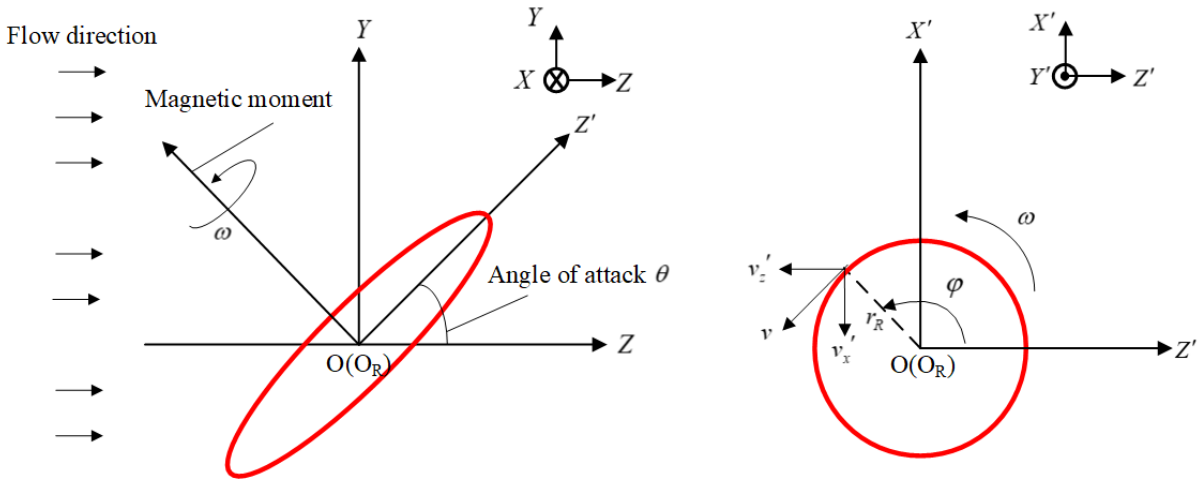


FIGURE 2: 旋转坐标系与静止坐标系。红色环表示磁帆

il

假设逆时针旋转为正，则 线速度 O_R-X'Y'Z' 坐标系中的 可以分解到 X'Z' 平面内，如下所示：

$$\begin{cases} v_x' = -\omega r_R \sin\varphi \\ v_z' = -\omega r_R \cos\varphi \end{cases} \qquad r_R = \sqrt{x'^2 + z'^2}, \varphi = \arctan\left(\frac{-z'}{x'}\right) \quad (1)$$

其中， ω 由驱动电机的频率f（$2f\omega = \pi$ ·）决定。如图 2 右侧子图所示，攻角定义为 Z' 之间的角度 轴和 Z 轴。当攻角为 0 度时，磁帆轴垂直于太阳风离子流的方向。当 Y' 轴与 Y 轴不重合时，旋转速度坐标通过以下方式转换到 O-XYZ 坐标系：

$$\begin{cases} v_x = -\omega\sqrt{x^2+\left(z\cos\theta - y\sin\theta\right)^2}\,\sin\left(\dfrac{y\sin\theta - z\cos\theta}{x}\right) \\ v_y = \omega\sqrt{x^2+\left(z\cos\theta - y\sin\theta\right)^2}\,\cos\left(\dfrac{y\sin\theta - z\cos\theta}{x}\right)\sin\theta \\ v_z = -\omega\sqrt{x^2+\left(z\cos\theta - y\sin\theta\right)^2}\,\cos\left(\dfrac{y\sin\theta - z\cos\theta}{x}\right)\cos\theta \end{cases} \tag{2}$$

如方程（3）所示，**V** 是在 O-XYZ 坐标系中观测到的粒子的绝对速度，其中 $\mathbf{u_i}(u_x,u_y,u_z)$是无旋转时粒子的速度。

$$\begin{cases} V_x = u_x + v_x \\ V_y = u_y + v_y \\ V_z = u_z + v_z \end{cases} \tag{2}$$

请注意，此处的速度$\mathbf{v}(v_x、v_y、v_z)$是在粒子与磁场相互作用的瞬间叠加的。

评估磁帆的推力特性时，需要引入重要的特征参数：磁层的代表长度L和拉莫尔半径r_{Li}。帆的磁矩和太阳风的等离子体参数决定L的取值，该值可通过磁压力与等离子体压力之间的平衡确定，如公式（4）至（5）所示。

$$\frac{1}{2}nm_iu^2 = \frac{B_{mp}{}^2}{2\mu_0}\left(\frac{\mu_0 R_{coil} I_{coil}}{2\pi L^2}\right)^2 \tag{3}$$

$$L = \left(\frac{\mu_0 M_m{}^2}{8\pi^2 nm_i u^2}\right)^{\frac{1}{6}} \tag{4}$$

其中，B_{mp} 是磁场边界处的磁场强度，n是太阳风等离子体密度，u是太阳风流速，m_i 是离子质量，**B**是磁通密度矢量，μ_0 是真空磁导率，M_m 是线圈磁矩。

离子拉莫尔半径r_{Li} 是等离子体粒子受到磁场影响的尺度，由方程（6）确定。它取决于等离子体密度、速度和磁场强度。对于典型的太阳风参数n= 5×10^6 $\mathrm{m^{-3}}$ 和u = 5×10^5 m/s，以及磁场边界B_{mp}处约为 36.2 nT 的磁通密度，可计算出 1 天文单位处的离子拉莫尔半径约为 72 km。

$$r_{Li} = \frac{mu}{e\cdot 2B_{mp}} \tag{5}$$

$$\mathbf{B}_0 = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\int_{L=2\pi r_R} \frac{dl_p \times \left(\mathbf{r}-\mathbf{r}_p\right)}{\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}_p\right|^3} \tag{6}$$

L 表示线圈电路，I 表示线圈电流。由于计算域的对称性，当

本研究的模拟对象是小尺度磁场磁帆的推力特性，其磁场范围从数百米到数千米(L~1000m)[4]。在星际空间中，平均

离子自由程（$\lambda = 1 \quad \approx 1\ 25\times10^9 \quad /\ .\ \mathrm{km}_{n\,e}$）要长得多于磁层长度$L$[10]。因此，可以忽略粒子之间的直接碰撞。由于$L$小于离子拉莫尔半径，离子将进入磁场区域，因此有必要考虑离子的粒子动力学，并建立离子运动模型[8]。

2.2. 控制方程。此前对磁帆推力特性的理论分析表明，在忽略时变电磁场的模拟条件下，磁帆的磁层结构主要由离子与偶极磁场之间的相互作用形成，而电子几乎不会影响磁层结构[8]。这是因为离子和电子产生的感应电流非常微弱，无法形成与线圈偶极磁场相当的感应磁场。Ashida 等人通过单粒子模拟测试，获得了与自洽全粒子模拟相似的离子密度分布[8]。结果表明，单粒子模拟计算出的离子动量变化与全粒子模拟计算出的结果基本一致。因此，我们采用单组分等离子体模型进行数值测试。在该模型中，忽略静电效应，只显式处理一种粒子（离子）。背景电子（无质量流体）的存在可确保准中性，并假设电荷分离由背景电子平衡。模型仅考虑离子在稳态磁场中的运动。需要注意的是，由于单粒子模拟忽略了电子动力学，因此未考虑电荷分离产生的电场以及主要由电子决定的磁层顶电流；这意味着作用于磁帆的电磁力（$\mathbf{J}_{\mathrm{total}}\times\mathbf{B}$）将小于全粒子模拟中的电磁力[8,11]。

下面将介绍模拟中使用的基本方程和准中性模型。首先，利用毕奥-萨伐尔定律计算仿真区域内线圈偶极子的磁场矢量 $\mathbf{B}_0$，其中$\mathbf{r}_P$表示仿真区域内某一点处粒子的位置矢量[7]:

线圈半径r_R 位于 XOZ平面，粒子电势位于 YOZ平面，$\mathbf{B_0}$ 可分解为:

$$B_x = \frac{\mu_0 I r_R}{4\pi}\int_0^{2\pi}\frac{-r\cos\vartheta\sin\varphi d\varphi}{\left(r_R{}^2 + r^2 + 2r_R r\sin\vartheta\cos\varphi\right)^{3/2}} = 0$$
$$B_y = \frac{\mu_0 I r_R}{4\pi}\int_0^{2\pi}\frac{\left(r_R + r\sin\vartheta\cos\varphi\right)d\varphi}{\left(r_R{}^2 + r^2 + 2r_R r\sin\vartheta\cos\varphi\right)^{3/2}} \quad (7)$$
$$B_z = \frac{\mu_0 I r_R}{4\pi}\int_0^{2\pi}\frac{-r\cos\vartheta\cos\varphi d\varphi}{\left(r_R{}^2 + r^2 + 2r_R r\sin\vartheta\cos\varphi\right)^{3/2}}$$

其中ϑ表示位置矢量与线圈磁矩之间的角度。

求解麦克斯韦方程组以获得自洽电磁场，并假设满足准中性条件 n_i=n_e，即 $\nabla\cdot\ _p = 0\mathbf{J}$ [13]。由于

太阳风等离子体具有低频特性，因此采用达尔文近似[6,8]忽略横向位移电流:

$$\nabla\times\mathbf{B}_p = \mu_0\mathbf{J}_p = e\mu_0 n_i\left(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e\right) \quad (8)$$

$$en_e\left(\mathbf{E} + \mathbf{u}_e\times\mathbf{B}\right) + k_B T_e\nabla n_e = 0 \quad (9)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_p \quad (10)$$

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla\times\mathbf{E} \quad (11)$$

$$\mathbf{E} = \left(\frac{1}{en_i\mu_0}\nabla\times\mathbf{B}_p - \mathbf{u}_i\right)\times\mathbf{B} - \frac{1}{en_i}k_B T_e\nabla n_i \quad (12)$$

此处，$\mathbf{B}_p$ 表示等离子体的感应磁场，$\mathbf{B}_0$ 表示线圈的偶极磁场。方程（10）中的第二项表示电子流体的压力，并考虑了电子温度 T_e。由于无质量电子对磁帆推力的影响较小，为简化模型，我们假设磁场中的电子温度各向同性。将方程（13）代入方程（12），得到方程（14）:

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla\times\left\{\left[\frac{1}{en_i\mu_0}\nabla\times\left(\mathbf{B}-\mathbf{B}_0\right) - \mathbf{u}_i\right]\right\}\times\mathbf{B} - \frac{1}{en_i}k_B T_e\nabla n_i \quad (13)$$

采用 Buneman-Baris 方法求解每个离子的运动方程，具体如下[14]:

$$m_s\frac{d(\mathbf{u}_i + \mathbf{v}')}{dt} = \mathbf{F_s} \quad (14)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \left(\mathbf{u}_i + \mathbf{v}'\right) \quad (15)$$

$$\mathbf{F_s} = q_s\left(\left(\mathbf{u}_i + \mathbf{v}'\right)\times\mathbf{B}\right) \quad (16)$$

其中，$\mathbf{u}_i$ 是离子流入的速度矢量，$\mathbf{v}'$ 是磁帆的旋转速度矢量，$\mathbf{F}_s$ 是作用在粒子上的洛伦兹力。可以看出，旋转改变了

离子相对于磁场的速度，因此粒子所受的力也发生了变化。由于洛伦兹力对应于太阳风粒子的散射过程，它表征了动量传递过程。根据公式（3），将公式（17）改写如下:

$$\begin{cases} F_{s,x} = q\left(B_z\left(u_{i,y} + v_y\right) - B_y\left(u_{i,z} + v_z\right)\right) \\ F_{s,y} = q\left(B_z\left(u_{i,x} + v_x\right) + B_x\left(u_{i,z} + v_z\right)\right) \\ F_{s,z} = q\left(B_y\left(u_{i,x} + v_x\right) - B_x\left(u_{i,y} + v_y\right)\right) \end{cases} \quad (17)$$

采用有限元法求解方程（15）—（17），即可得到各粒子与磁帆磁场相互作用的轨迹。最后，对整个仿真区域内入射离子脉冲的动量进行积分，得到与速度方向相关的不同角度下的总力。

$$F_{sw} = \oiint -m_i n_i\left|\mathbf{u}_i\right|\left(\mathbf{V} - \mathbf{u}_i\right)\cdot d\mathbf{S} \quad (18)$$

dS表示在任意表面上的积分。通过对总力矢量进行分解，可得到Z方向的推力、Y方向的升力和X方向的横向力。

2.3. 仿真模型和初始条件。 三维仿真的输入参数列于表1中。采用半径为1.2 km、高度为2 km的圆柱体作为计算域。通常，要求计算区域的网格间距*dx*不应大于等离子体德拜长度（/ $_D$ 3*dx* λ < ）[15]太多。在本例中，选取网格间距*dx*=30 m。对于低等离子体密度条件，所使用的时间步长dt应远小于离子回旋频率ω_{ci}，*dt*=1×10^{-6}s（0.01 0.01 $_{ci}$ *dt* < × ω）[16]。

采用有限差分法求解矢量磁场，并在边界处施加零梯度边界条件。模拟过程中，电子和离子的温度保持恒定，电阻率设为零[10]。太阳风离子从入口边界沿 Z 轴正方向释放，具有典型的太阳风速度和密度分布，并采用开放边界条件。以磁场作为初始条件[11]计算粒子轨迹。粒子运动采用广义α方法进行时间步进。每个时间步中，根据磁场计算结果求出作用于各粒子当前位置的力，并相应更新粒子位置。重复此过程，直至模拟达到指定的结束时间。太阳风流入参数和计算域参数见表 1[18]。

TABLE 1: 仿真参数[18]。

太阳风参数	
来流速度/km·s^{-1}	500
等离子体流	质子（离子）
密度/m^{-3}	5×10^{6}
等离子体温度/K	10^{5}(T_e=T_i)
离子质量/kg	1.672×10^{-27}
离子拉莫尔半径/km	72
德拜长度/m	47
离子回旋频率	$\omega_{ci}=2.94\times10^{3}$
行星际磁场搭帆场/T	0
线圈参数	
线圈半径/m	100
线圈电流/A	10^{4}
攻角 θ/度	0, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90
旋转速度/转/分钟	0,100,200,300,400,500,600,700,800,900,1000
仿真参数	
网格/dx	30
时间步长/dt	$<0.00001\times\omega_{ci}$

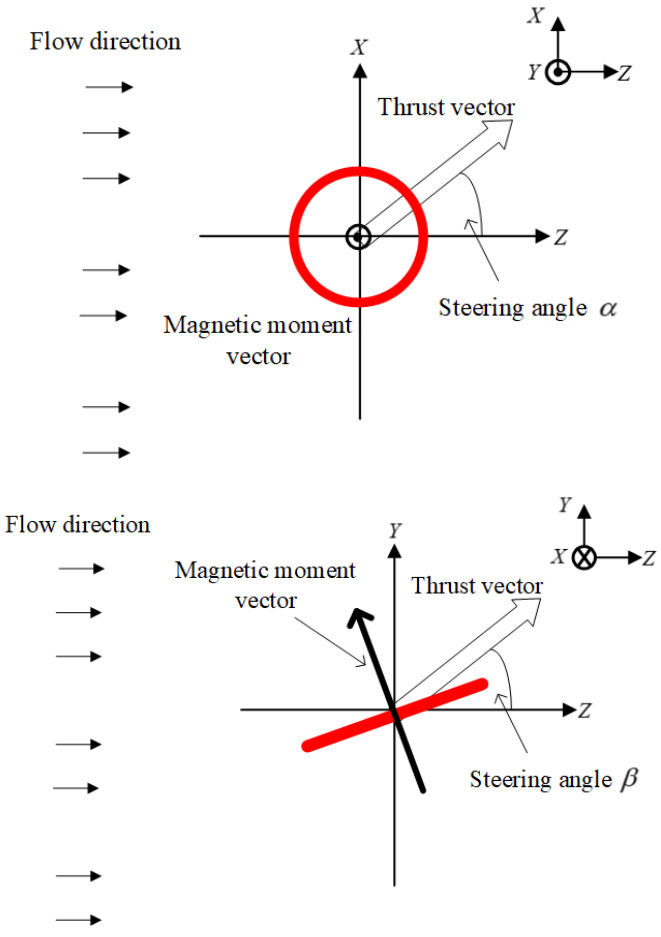


FIGURE 3: 转向角 α 和 β的定义。

假设线圈中心与坐标轴原点重合，仿真模型评估旋转引起的变化。模拟时考虑太阳风参数（太阳风速度 u_i）、磁帆线圈设计参数（磁矩 M_m、旋转速度 ω_n）以及磁帆姿态参数（攻角 θ）。表1列出了用于评估旋转磁帆推力特性的相关参数。磁帆的旋转速度设定在0~1000 转/分钟的范围内（并以非旋转情况作为对照）。磁帆的攻角范围为 0 度至 90 度。图 3 展示了由升力和横向力表示的转向角 α 和 β。

为了验证模拟的有效性，首先，在不旋转的情况下，将线圈的磁矩从 3×10^{6}Am^2 改为 3×10^{11}Am^2 进行模拟。针对两种稳定状态（$\theta=0$ 度和 $\theta=90$ 度）进行了十二组模拟。

图5展示了结果，其中纵轴和横轴分别表示线圈磁矩和磁帆推力。直线表示 Ashida 对全粒子模拟结果进行的最小二乘拟合 [8]，而菱形和三角形分别表示攻角为 0 度和 90 度时的单离子模拟结果。当磁矩大于或等于 10^{8} Am^2，时，单离子模拟与全粒子模拟的推力特性一致；当磁矩小于 10^{8} Am^2 时，两者则存在显著差异。全粒子模拟得到的推力是单离子模拟的两到三倍，因为后者忽略了电子动力学效应。根据电子的有限拉莫尔半径效应，感应磁场和感应电场会增强，从而使非均匀电磁场中的漂移速度和感应电流增加[10]。因此，考虑电子动力学效应时，小磁层磁帆的推力会增大[8]。在后续研究中，我们选择拟合效果较好的情况（$M_m=10^{8}$Am^2）作为旋转磁帆的初始磁矩。

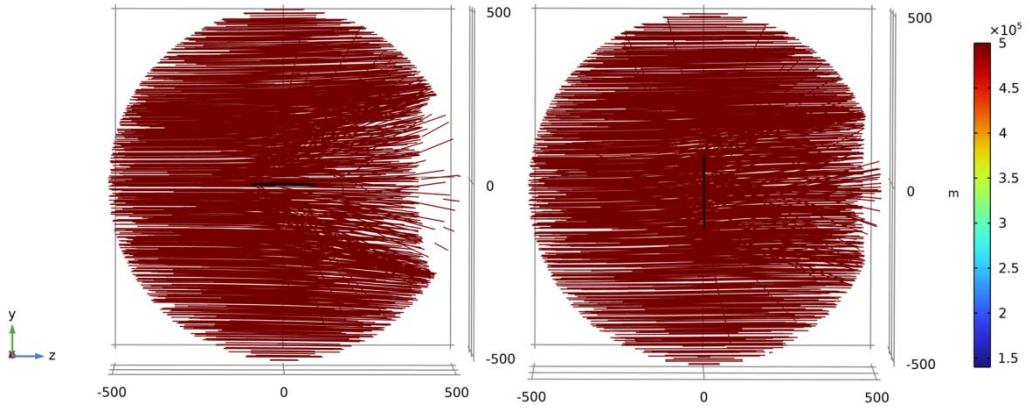


FIGURE 4: $\theta = 0$ 度和$\theta = 90$ 度攻角下，YZ平面内无旋转磁帆时的离子轨迹 g.

图4中的 YZ平面图展示了攻角为 0 度和 90 度时的离子轨迹。为清楚观察离子与磁场相互作用的尾流区域，图中采用了放大比例。由于等离子体中的感应电场和感应磁场较弱，只有靠近线圈（原点）的离子会受到强偶极磁场的影响。粒子受到洛伦兹力作用而减速并偏转。由于洛伦兹力是保守力，粒子速度的大小基本保持不变。两种情况下，均可在磁帆磁场内部及其下游观察到尾流结构；在 0 度和 90 度时，尾流均呈轴对称。然而，θ =0 度时的尾流区域大于 θ =90 度时的区域。在 θ =90 度时，由于磁镜效应，部分粒子会被完全反射；这是与 θ =0 度时观察到的行为明显不同的特征。

M_m 和ω_n 在磁矩为 M_m =10^7 Am^2, 10^8 Am^2, 10^9 Am^2, 的条件下，对磁帆施加旋转角速度，使其分别顺时针和逆时针旋转（分别表示为 + 和 -），转速范围为 100 至 1000 转/分钟。针对 $\theta = 0$ 度和 $\theta = 90$ 度的构型进行了十二次模拟。图7展示了转速为 ω_n =±100、500、1000 转/分钟时的离子轨迹，适用于 M_m =10^8 Am^2, ；每种颜色图例表示 $\theta = 0$ 和 $\theta = 90$ 度时的离子速度。旋转磁帆的尾流区域中的粒子增多，轨迹比非旋转磁帆的更复杂，粒子速度的变化范围也更大。逆时针旋转（+ω_n）会加速线圈附近的粒子，而顺时针旋转（-ω_n）则产生相反效果，使粒子减速。与旋转速度相关的一个特点是，随着转速增加，尾流似乎变得更宽，表明偏转的粒子数量更多。

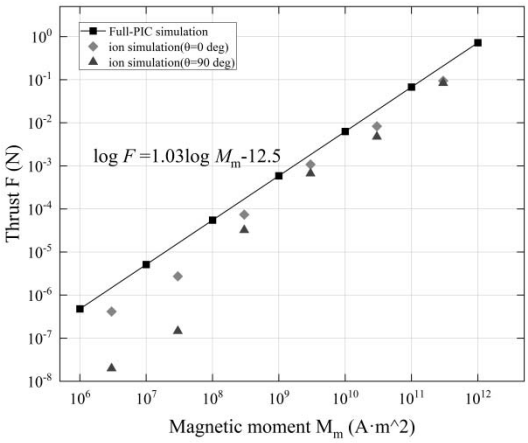


FIGURE 5: 通过三维仿真获得的不同磁矩纯磁帆的推力特性。（θ = 0 度和90度）[8]。

3. 结果与讨论

3.1. 推力特性随磁矩的变化

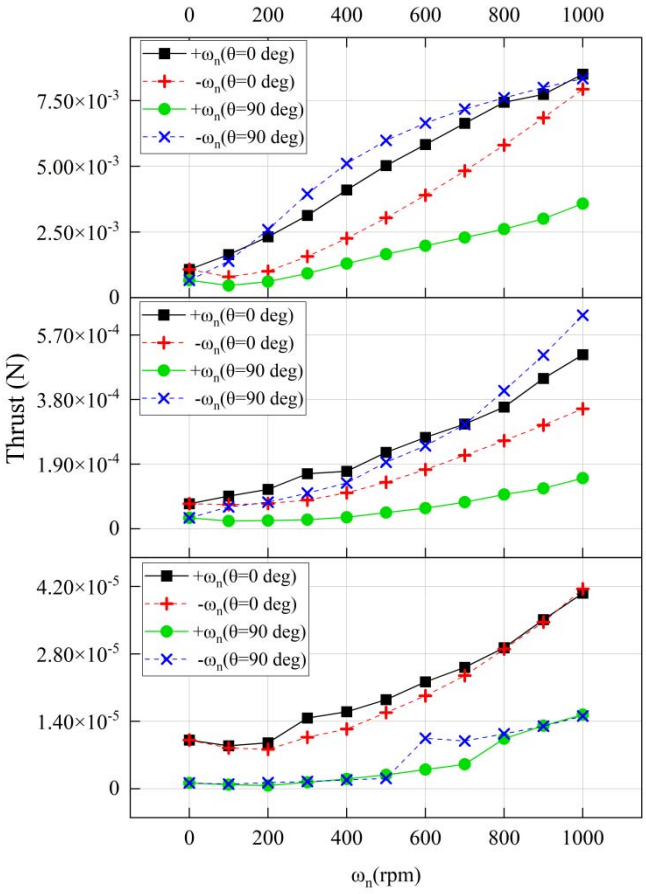


FIGURE 6: 旋转磁帆的推力F_z随旋转速度的变化ω_n （θ=0 度和90度）：从上到下：$M_m = 10^7$ Am^2, 10^8Am^2, 10^9 Am^2。

图 6 显示了各组磁矩参数对应的推力 F_z 。黑色方块和红色叉号分别表示攻角为 0 度时 $+\omega_n$ 构型和 $-\omega_n$ 构型的结果。绿色圆圈和蓝色叉号分别表示攻角为 90 度时 $+\omega_n$ 构型和 $-\omega_n$ 构型的结果。从图中可以观察到：

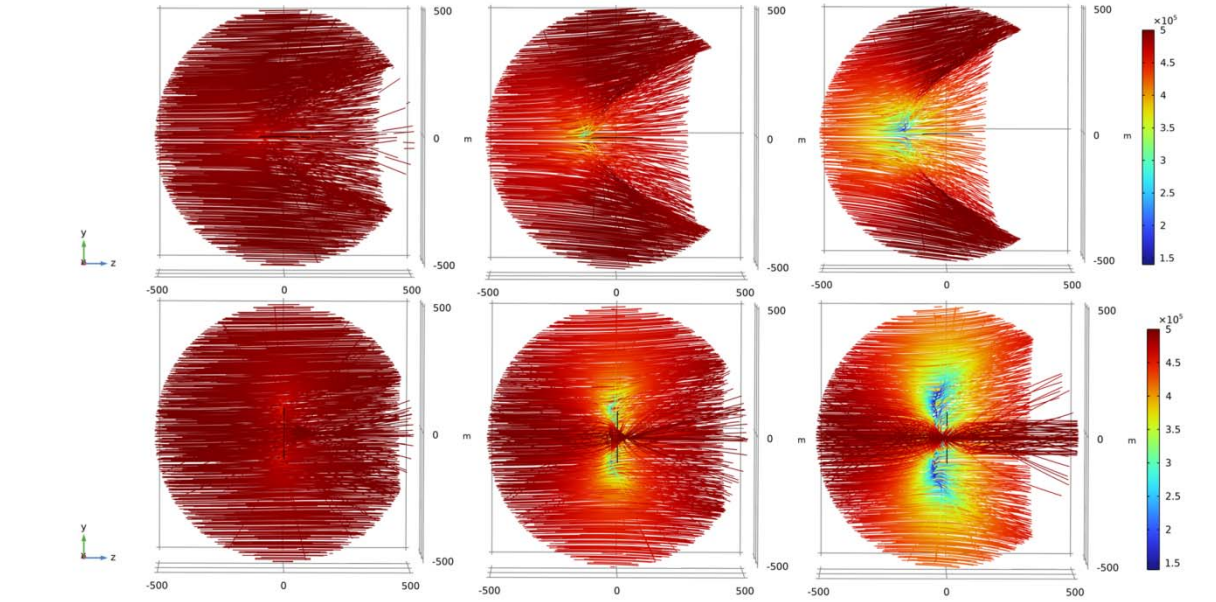
(1) 随着旋转速度增加，$\theta = 0$ 度和$\theta = 90$ 度构型的推力均迅速增大。

(2) 对于$\theta = 0$ 度构型，$+\omega_n$ 旋转带来的增益更大；而对于 $\theta = 90$ 度构型，$-\omega_n$旋转带来的增益更大。旋转方向导致的推力差异随着磁矩增大而增大。

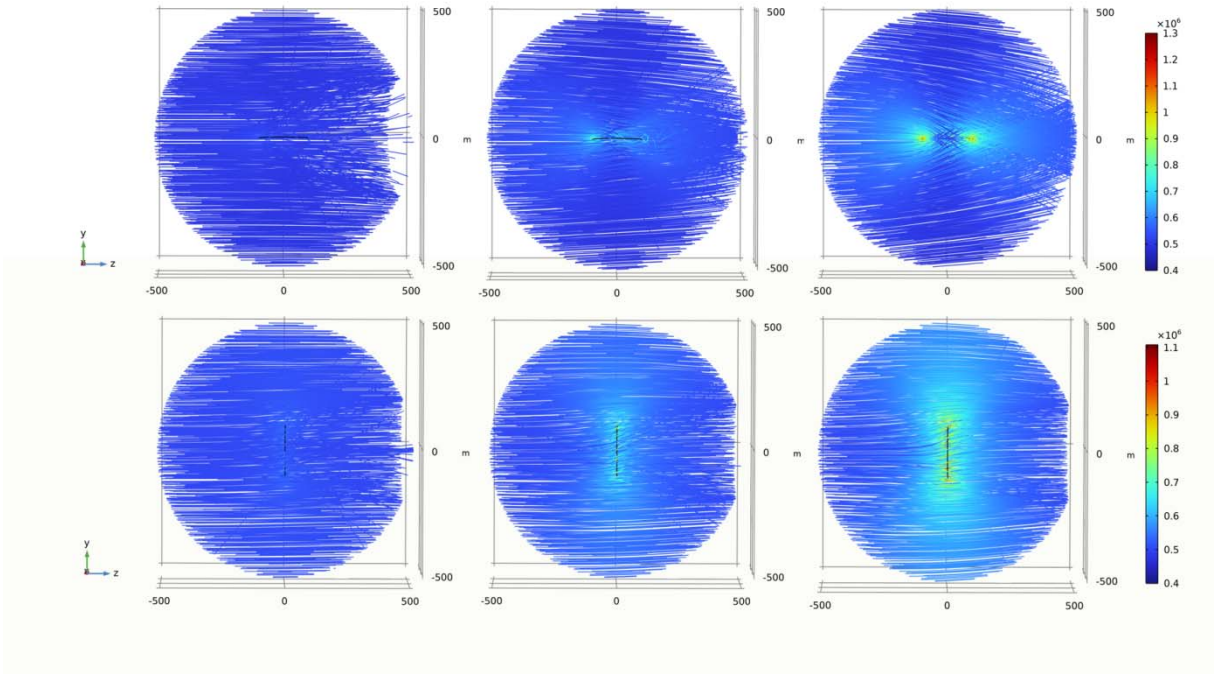
对于M_m=10^7 Am^2，， $\theta = 0$ 度构型的推力显著高于$\theta = 90$度构型。$\theta = 0$度构型获得的最大推力约为40.6 μN，是无旋转构型推力（40.6μN/10.1μN）的4.01倍。θ= 90度构型获得的最大推力约为15.1μN，是无旋转构型推力（15.1μN/1.2μN）的12.83倍。

当M_m=10^8Am^2，时，旋转速度大于700转/分钟后，$\theta = 90$ 度构型的推力高于$\theta = 0$ 度构型。θ=0 度构型获得的最大推力约为0.512mN，是无旋转构型推力的6.93倍（0.512mN/0.0739mN）。θ= 90 度构型获得的最大推力约为0.628mN，是无旋转构型推力的19.38倍（0.638mN/0.0324mN）。当M_m=10^9Am^2, 时，旋转速度大于100转/分钟后，θ=90度构型的推力高于 $\theta = 0$ 度构型。θ=0 度构型获得的最大推力约为8.51mN，是无旋转构型推力的7.88倍（8.51mN/1.08mN）。$\theta = 90$ 度构型获得的最大推力约为8.34mN，是无旋转构型推力的12.48倍（8.34mN/0.668mN）。

在相同的设计参数设置下，旋转磁帆在 θ= 0 deg 时的推力增益高于在 $\theta = 90$deg 时。这是因为在 $\theta = 90$ deg 时，X 和 Y 方向的速度分量通过洛伦兹力作用于初始沿 Z 方向运动的粒子，导致粒子轨迹不再沿 Z 轴直线运动。随着旋转速度逐渐增加，即使在磁场较弱的区域，粒子的轨迹也会发生变化，从而延长太阳风粒子与磁帆之间的相互作用时间，并扩大相互作用区域。相比之下，在 θ=0 deg 构型下，只有 x 方向的速度分量增加，因此太阳风粒子与磁帆之间的相互作用区域略小。此外，在旋转速度较低（ω_n=±100,200 转/分钟）且磁矩较小（M_m=10^7Am^2）时，推力变化并不显著，甚至可能下降。然而，随着磁矩增大，旋转带来的推力增益会更加明显。



(a) 顺时针旋转速度，$+\omega_n$



(b) 逆时针旋转速度，$-\omega_n$

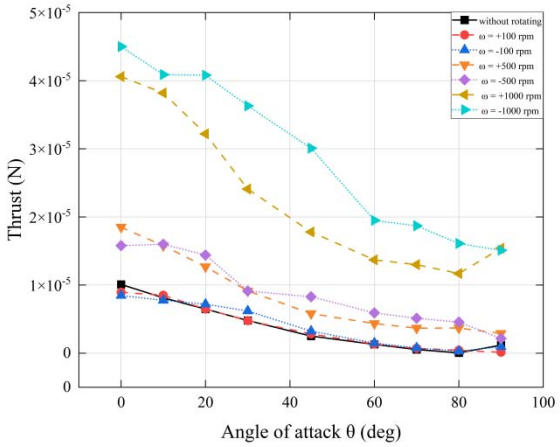
FIGURE 7：旋转磁帆沿YZ平面的离子轨迹，不同旋转速度（从左到右：ω_n=±100 转/分钟、ω_n=±500转/分钟、ω_n=±1000 转/分钟）和不同角度（从上到下：θ = 0 度、θ = 90 度）。

3.2. 推力和姿态特性取决于θ 和ω_n

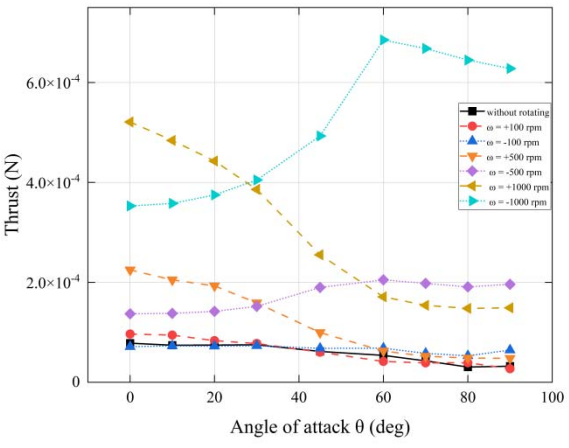
（1）推力 F 的依赖关系$_z$ 关于 θ 和 ω_n。选取三个磁矩（$M_m = 10^7$、10_8、10_9 Am^2）、六种旋转速度（ω_n = ± 100、500、1000 转/分钟）以及一个参考情况 ω_n =0 ，并选取九个攻角（θ = 0 度、10 度、20 度、30 度、45 度、60 度、70 度、80 度、90 度）。利用对称原理，可根据攻角介于 θ = 0 度和 θ =90 度时所得的结果，推导出其他所有攻角（从 θ = 90 度到 θ = 360 度）的结果。图 8 展示了如何

磁帆产生的推力F_z 取决于攻角 θ。在不旋转的情况下，在所考察的磁矩范围内，推力几乎随角度增大而单调减小，推力的角度依赖性不到 3 倍。相比之下，在旋转模拟中，推力对角度的依赖性因磁矩条件不同而异：对于$M_m = 10^7$ Am^2, , 当角度从 0 度变为 90 度时，所得推力逐渐减小。对于 $-\omega_n$ 得到的推力大于对于 $+\omega_n$ 得到的推力，并且这一差异

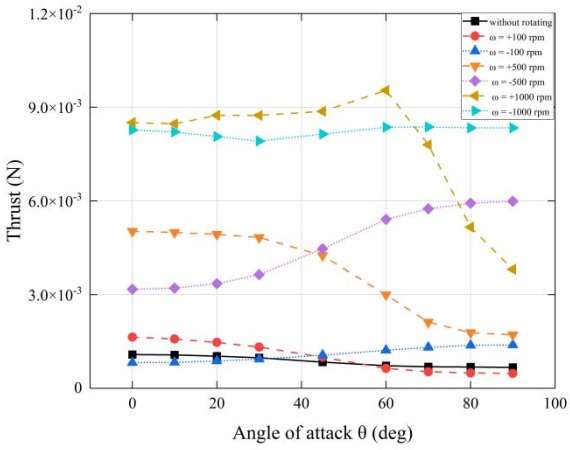
会随着旋转速度增加而增大。对于M_m=10^8Am^2,，在 +ω_n 条件下，推力随角度增大而减小；而在 -ω_n 条件下，推力随角度增大而增大。在相同旋转速度下，- ω_n 和 +ω_n 对应的推力之间存在一个交叉点：角度在 0 度至 30 度之间时，$F_{+\omega n}$>$F_{-\omega n}$ ；角度在 30 度至 90 度之间时，$F_{-\omega n}$>$F_{+\omega n}$ 。对于M_m=10^9Am^2, 也观察到相同的规律，并且交叉点会随旋转速度增加而向更大角度移动，分别出现在 θ =42 度（ω_n=100 转/分钟）、45 度（ω_n=500 转/分钟）和 70 度（ω_n=1000 转/分钟）。因此，确定磁帆的旋转方向时，必须考虑攻角。在磁矩较小或旋转速度较低时，顺时针旋转与逆时针旋转造成的推力差异并不显著；但随着磁矩和旋转速度增大，旋转会改变磁帆推力的角度依赖性。通过调节旋转方向和速度，可以控制推力大小和帆姿态。



(a) M_m = 10^7 安培^2



(b) M_m = 10^8 安培^2



(c) M_m = 10^9 Am^2

FIGURE 8: 旋转磁帆的推力随攻角 θ 的变化。

(2) 转向角α 和β。图 9 和图 10 显示，当M_m = 10^8 Am^2, 时，转向角 α 和 β 是磁帆攻角的函数，它们决定如何控制航天器的姿态并改变轨道。转向角 α 由 X 方向横向力与 Z 方向推力之比的反正切值计算得出。顺时针旋转时，转向角 α 为负值。从图中可以看出，旋转方向对转向角 α几乎没有影响。

极限转向角 α 在 θ =0 度时取得，没有旋转时为 -22 度。随着旋转速度增加，极限转向角减小。极限转向角 α 对角度的依赖性减弱，在 ω_n=±1000 转/分钟时，极限转向角 α为 -4 度。转向角 α 表示 XZ 平面内动量的变化，这意味着随着旋转速度增加，航天器偏离 -X 方向的角度减小。

转向角 β 由 Y 方向的横向力与 Z 方向的推力之比的反正切值计算得出。逆时针旋转时，转向角 β 为正。从图中可以看出，在没有旋转的情况下，攻角为 30 deg 时取得极值转向角 β ，为 19 deg。在 +ω_n的情况下，攻角为 30 deg 时取得极值转向角；而在 -ω_n的情况下，攻角为 45 deg 时取得最大偏转角。此外，随着旋转速度的增加，极值转向角 β 也会增大。在 ω_n =±100 rpm 的情况下，极值转向角为 21 deg。在 ω_n =±500 rpm 的情况下，攻角为 45 deg 时，极值转向角 β 为 35 deg。在 ω_n =±1000 rpm 的情况下，极值转向角

角度 β 为 42 deg，此时攻角为 45 deg。转向角 β 表示 YZ 平面内动量的变化；当攻角为 45 deg 时，航天器会因升力 $F_{y,}$ 逆时针旋转 42 deg，回到攻角为 0 deg（θ=180deg）的状态。

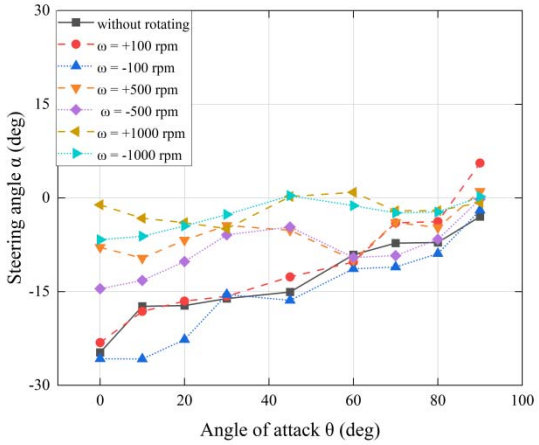


FIGURE 9: 旋转磁帆的转向角 α 与攻角 θ的关系。

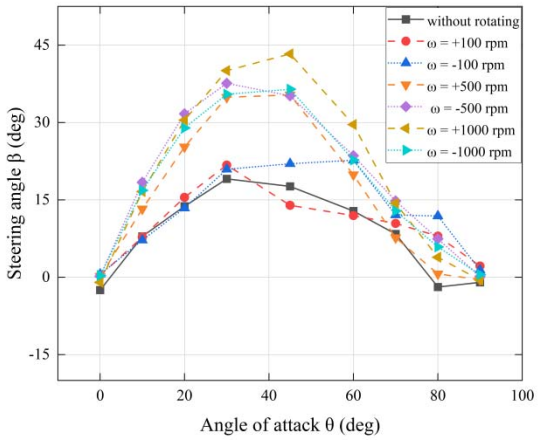
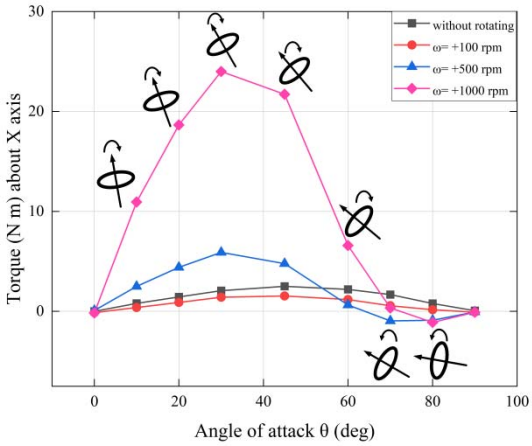


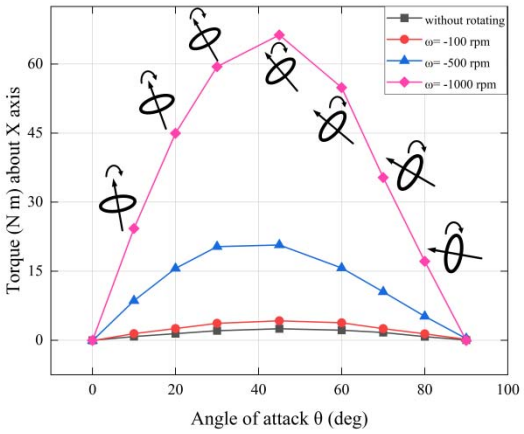
FIGURE 10: 旋转磁帆的转向角 β 与攻角 θ的关系。

*(3) X*轴力矩。图11显示了X轴周围的畸变随攻角 θ变化的情况，而图3显示了X轴周围的力矩，该力矩定义为作用于磁帆上的俯仰力矩。根据定义力矩方向的右手螺旋定则，顺时针为正。作用于帆上的X轴力矩通过仿真区域内离子的角动量守恒计算得出。首先，计算离子角动量随时间的变化。其次，反作用力（X轴力矩）按 **r**×**F**计算，其中**r** 是从受力位置指向线圈中心的位置矢量，**F**是在...
...内计算得到的线动量随时间的变化率

仿真区域。在没有旋转的情况下，最大力矩出现在 θ = 45 度。如图 10 所示，对于 $+\omega_n$ 条件，最大力矩出现在 θ = 30 度；对于 $-\omega_n$ 条件，最大力矩出现在 θ = 45 度。请注意，当攻角为 0 度或 90 度时，绕 X 轴的力矩消失；而在其他攻角下，磁场的不对称性会导致粒子流变得不对称，从而使线圈受到绕 X 轴的力矩。在没有旋转且处于 $-\omega_n$ 条件时，始终会产生绕 X 轴的顺时针（正）力矩，使磁帆在其他攻角状态（0 度至 90 度）下返回 0 度。然而，在 $+\omega_n$ 条件下，$\theta \geq 60$ 度时可能产生绕 X 轴的逆时针（负）力矩，使磁帆从当前攻角返回 90 度。力矩大小受旋转速度影响，旋转速度越快，力矩越大。因此，当磁帆处于 θ = 0 度时，如果攻角因轻微外部扰动而改变（例如变为 10 度），它会在绕 X 轴的顺时针力矩作用下返回 0 度。如果磁帆处于 θ = 90 度，攻角因轻微外部扰动而改变（例如变为 80 度），那么在 $-\omega_n$ 条件下，它会在绕 X 轴的顺时针力矩作用下从扰动角度减小至 0 度。相反，在 $+\omega_n$ 条件下，它可能在绕 X 轴的逆时针力矩作用下从扰动角度返回 90 度。这些结果表明，旋转磁帆的稳定性与非旋转磁帆相似，即 θ = 0 度或 θ = 180 度是最稳定的攻角。此外，旋转会使磁帆在受到外部扰动后增大其旋转角度，从而使其更快地返回稳定状态（θ= 0 度或 θ = 90 度）。



(a) $+\omega_n$



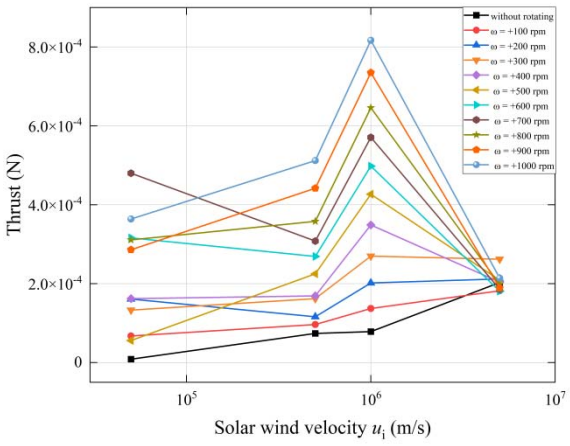
(b)-ω_n

FIGURE 11: 磁帆所受X轴力矩与攻角的关系θ，旋转速度为ω_n=0、±100、±500、±1000 转/分钟。

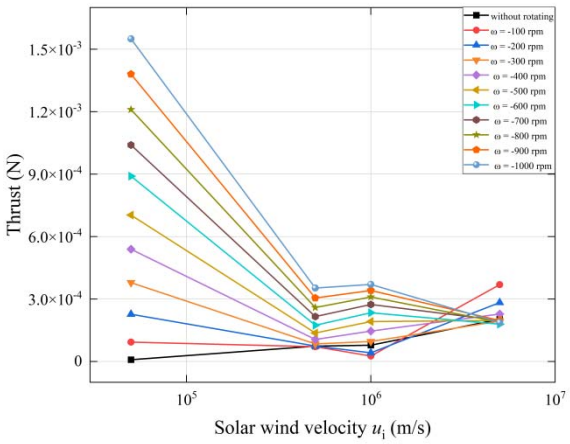
3.3. 推力特性与 u 的关系$_i$。本节研究推力对离子入射速度 u_i 的依赖关系。在$M_m = 10^8$ Am^2 固定的情况下，离子入射速度分别设为5×10^4 m/s、5×10^5 m/s、1×10^6 m/s 和 5×10^6 m/s，并考察攻角为 0 度时的推力。结果如图12所示，其中 (a) 表示 $+\omega_n$ 情况，(b) 表示 $-\omega_n$ 情况。从图中可以看出，在u_i=5×10^6 m/s 的高速范围内，推力与旋转速度无关，这意味着旋转磁帆在此速度范围内效率较低。$+\omega_n$ 情况在中速范围（u_i=5×10^5 m/s、1×10^6 m/s）表现良好，能够显著增强磁帆的推力，且推力增益与旋转速度成正比。$-\omega_n$ 情况适用于低速范围（u_i=5×10^4 m/s），推力增益与旋转速度成正比；在 $+\omega_n$ 条件下，可获得约三倍的推力。因此可以推断，旋转带来的推力增益会随着来流速度的增加而减小。对于较高的初始速度，旋转所导致的相互作用幅度下降，可以用其可用相互作用时间尺度较短来解释。由于初始速度较高，旋转速度不足以使扭曲的粒子运动轨迹进一步增加；而在相同条件下，高速粒子的相互作用时间更短，因此相互作用也会减弱。相反，在较低速度下，旋转速度可能是决定粒子运动方向的主要因素，从而产生更复杂的粒子轨迹和更大的相互作用窗口。

获得稳定攻角下推力的近似值后，下一步是考察推力与帆攻角之间的相关性

在高速和低速来流条件下，帆攻角范围为0度至90度。图13展示了推力随来流速度和角度变化的三维曲面图及投影图。标记表示通过模拟生成的数值拟合三维曲面，图例颜色表示推力的大小。力-速度特性曲线的形状会随不同攻角而变化。



(a) $+\omega_n$



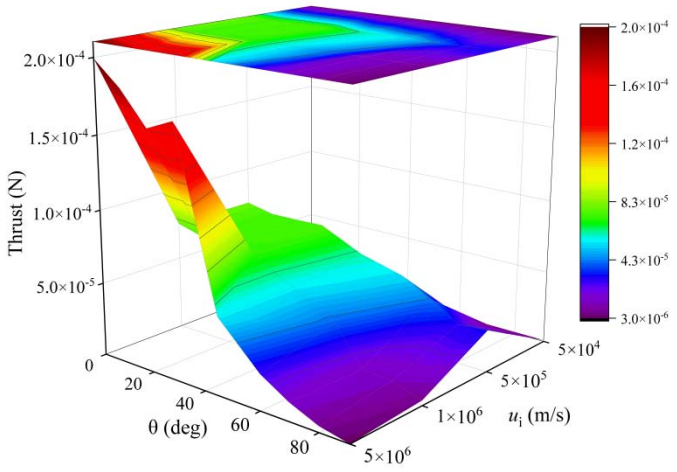
(b)-ω_n

FIGURE 12: 推力与进入的太阳风速度及旋转速度ω_n。

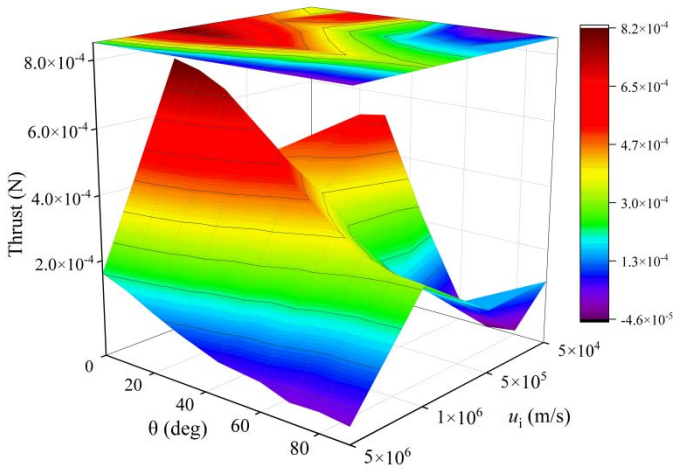
在不发生旋转的情况下，$\theta = 0$ 度构型没有局部最大值，并且函数在所研究范围内单调递增。然而，θ = 90 度构型在 u_i = 5 × 10^5 米/秒处存在局部最大值。通过与其他角度进行比较可以看出，随着角度减小，在较高来流速度下可以获得更大的推力。因此，预计非旋转磁帆的推力将随着入射离子速度的增加而增大。

下面分析旋转情况下的情形。在ω_n = +1000转/分钟时，θ = 0 度构型仍可获得最大推力，但推力不再与来流速度呈正相关。推力在 u_i= 5×10⁴ 米/秒、1×10⁶ 米/秒处存在局部最大值。此外，在低速范围（u_i= 5×10⁴ 米/秒）内，对于θ = 60 度至θ =90 度，推力方向可能会变为-Z方向。这可能是因为在较低的来流速度下，作用于粒子的电磁力非常小，而旋转产生的动量增量更大且方向与电磁力相反，从而抵消了电磁力带来的动量。

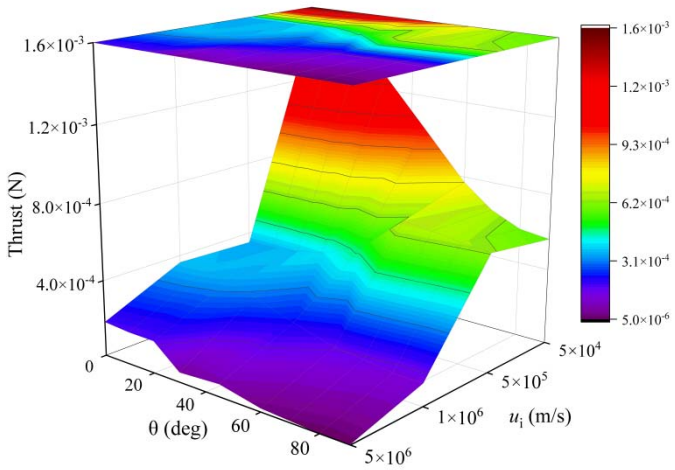
在 ω_n = -1000 转/分钟时，最大推力增益出现在u_i = 5×10⁴ 米/秒处，且在所研究的速度范围内，该函数单调递减。可以看出，随着角度减小，最大推力会在较低速度下获得。这表明，旋转为 -ω_n 的磁帆在低速范围内对太阳风离子具有更好的制动效果。



(a) ω_n = 0 转/分钟



(b) ω_n = +1000 转/分钟



(c) ω_n = -1000 转/分钟

FIGURE 13: 推力随攻角和来流离子速度的变化。

*3.4.*行星轨道中的旋转磁帆。本文分析了旋转磁帆在地球轨道中的应用。表2列出了旋转磁帆在不同轨道中进行模拟时所采用的参数。图14展示了四种不同尺寸的磁帆在不同轨道中所能达到的推力水平。首先考虑在高度为400 km的低地球轨道（LEO）中运行的情况。假设航天器以8 km/s的速度运行，磁帆用于沿轨道方向推进。在模拟中，假设控制体内的离子入射速度等于卫星速度。在外逸层区域，安静地磁条件下等离子体的典型风速范围为100至300 m/s。由于风速比卫星速度小一个数量级，因此计算中忽略等离子体风速的影响。在该高度处，平均离子密度为10^{11}/m³。利用2020年国际参考电离层（IRI）模型，根据高度和时间计算等离子体密度。在本次模拟中，高度设为400 km，并假设为白天条件。假设所有离子均为O+。这是因为在400 km高度处，O+ 占等离子体的90%以上，其他离子种类对推力的贡献很小。离子和电子的温度同样取自IRI模型。需要注意的是，由于O+ 的质量是质子的16倍，其数密度远高于太阳风离子在1天文单位处的数密度（1天文单位，n_i=5×10⁶/m³），并且低地球轨道中的离子相对速度也更小。综合考虑这些因素，在低地球轨道运行的旋转磁帆线圈半径可减小至1m（I_{coil}=10⁴ A），从而达到与半径100m、在行星际空间（1天文单位）中运行的旋转磁帆相当的推力水平

值得注意的是，火星、金星和木星周围低轨道中的离子密度与上述离子密度相当。例如，火星在高度300 km处的密度为$5\times10^{11}/m^3$，金星在高度150 km处的密度为$3\times10^{11}/m^3$，木星在高度200 km处的密度为$10^{11}/m^3$，因此在这些行星周围使用旋转磁帆具有吸引力。

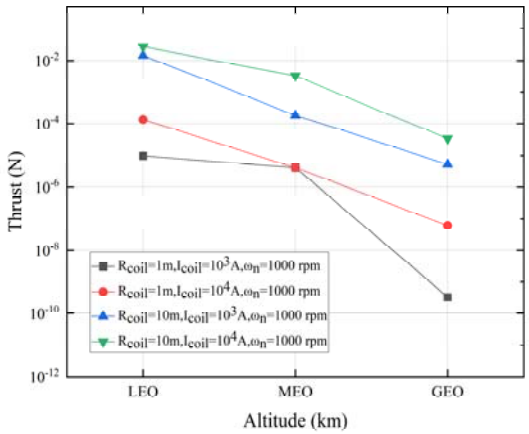


FIGURE 14: 不同高度和线圈尺寸下的推力。

接下来，我们继续分析旋转磁帆在中地球轨道（MEO）和地球静止轨道（GEO）中的运行情况。随着轨道升高到更高高度，离子密度会急剧下降，轨道速度也会降低。在这一高度，约10,000 km处的中地球轨道中，等离子体的主要成分是质子，密度约为$10^9/m^3$。在地球静止轨道中，离子密度仅约为$10^7/m^3$，，而轨道速度为3 km/s[24]。这些因素的综合作用要求线圈具有更大的半径和电流。如图14所示，需要使用半径为10米的旋转磁帆，才能实现毫牛级推力。需要注意的是，上述轨道分析未考虑地球磁场对旋转磁帆姿态和力矩的影响，而仅确保磁层顶部人工偶极子的磁场强度大于该处的地球磁场强度。总之，旋转磁帆在等离子体密度高且速度较低的地球轨道中具有良好的适用性。

TABLE 2：行星轨道[21]模拟中采用的参数。

轨道参数					帆参数			
轨道	高度/km	Ion 密度/m^3	离子种类	地磁场/μT	卫星速度/$m\cdot s^{-1}$	线圈半径/m	Coil 电流/A	B_{mp}/μT
LEO	400	10^{11}	O+	50	8000	1	10000	314.2
MEO	10000	10^9	质子	20	4000	10	1000	31.4
GEO	36000	10^7	质子	7.5	3000	10	1000	31.4

4. 结论

本文提出了磁帆的优化设计，并引入了旋转磁帆的概念。研究了太阳风等离子体与旋转磁帆磁场之间的相互作用，并进行了三维单组分粒子数值模拟。这些模拟旨在预测旋转磁帆的推力特性及推力相关因素。将模拟得到的非旋转磁帆推力与全粒子模拟的预测结果进行了比较，发现推力随磁矩和尺寸变化的比例关系一致，从而验证了单粒子模型的有效性。研究结果总结如下：

1) 在旋转磁帆周围观察到粒子偏转和尾流区域，并产生了稳定的电磁力。通过对具有不同磁矩和旋转速度的帆进行模拟所获得的推力验证了旋转磁帆的推力随旋转速度增加而增加的趋势。在θ=0度构型下获得的最大推力增益比为$F_{\text{rotating，}\omega=+1000\text{转/分钟}}/F_{\text{without rorating}}$=7.88，而在 θ=90 度构型下获得的最大推力增益比为$F_{\text{rotating，}\omega=-1000\text{ 转/分钟}}/F_{\text{without 旋转}}$=19.38。

2) 说明了旋转磁帆的推力、转向角和X轴力矩对攻角的依赖关系。推力对攻角的依赖关系与帆的初始旋转方向有关。当旋转方向为逆时针时，攻角为θ=0 deg时可获得最大推力；反之，攻角为θ=90 deg时可获得最大推力。这种依赖关系的差异归因于旋转方向对三维方向上粒子速度矢量合成的影响，从而导致推力分量发生变化。对于其他攻角构型（0 deg<θ<90 deg），由于旋转磁场的不对称性，转向角和X轴力矩对帆攻角的依赖关系较为复杂。旋转速度的增加使帆的偏航转向角（atanF_x/F_z）减小，俯仰稳定性（atanFθ=0 / F）

增大。当帆处于其他攻角（0 deg<θ<90 deg）时，它总是通过绕X轴的力矩（俯仰力矩）返回到θ = 0 deg或θ = 90 deg。

3) 旋转磁帆在离子速度较低、数密度较高的轨道上具有良好的应用前景。考虑到地球轨道上的离子密度较高且速度较低，旋转磁帆的线圈尺寸可以大幅缩小。以供电电流为 1000A 为例，在地球同步轨道（GEO）高度处，需要半径为 10m 的帆才能获得 10^{-4} N 的推力，而在低地球轨道（LEO）高度处，帆的半径则可缩小至 1m。

为了全面描述旋转磁帆的效率，还需要开展进一步研究，包括考虑电子压力计算的影响。计划采用PIC编码来量化电子和感应电场对推力矢量的影响。此外，尽管与原始磁帆相比，旋转磁帆显著提高了推重比，但若要将其实际应用于行星际轨道，仍有必要进一步优化旋转磁帆的设计。例如，可以考虑采用多线圈偶极磁场设计以及线圈的阵列形式，以减小旋转磁帆的尺寸。

数据可用性

本研究所用数据可根据请求向通讯作者获取。

利益冲突

所有作者均声明不存在任何潜在利益冲突。

资助： 本研究得到国家自然科学基金委员会（42241148 和 51877111）资助。

作者贡献

M.W. Xu 协助进行了模拟并撰写了论文。R.H. Quan 提出了设计方案，完成了模拟，并担任通讯作者。Y.J. Yao 参与了论文写作。

致谢

感谢 G.P. Zhu 在模拟方面提供帮助。

参考文献

[1] Zubrin R. M. 和 Andrews D. G.，《磁帆与行星际航行》《航天器与火箭》，第 28 卷，第 2 期，第 197—203 页，1991 年。[2] Winglee R.M.、Slough J.、Ziemba, T. 等，《微型磁层等离子体推进：利用太阳风能量进行航天器推进》《期刊地球物理研究，第 105 卷，第 21 期，第 21067—21078 页，ISSN0148-0227，2000 年。

[3] Winglee R. M., Slough J., Ziemba T. and Goodson A.,“小型磁层等离子体推进：捕获太阳风能量用于航天器推进,”《地球物理研究》期刊,第105卷,第A9期,第21067-21077页,2000年。[4] Slough J., 等离子体磁体,美国国家航空航天局先进概念研究所,2003年。[5] Funaki I. and Yamakawa H., “利用太阳风的帆推进研究现状,” 等离子体聚变 Res. SERIES,第8卷,2009年。[6] Funaki I. and Yamakawa H., “太阳风帆,” cdn.intechopen.com/pdfs/32547/InTech- Solar_wind_sails.pdf,2009年。[7] Funaki I., H., Kajimura Y., Ueno K., “推力的实验与数值研究,” *AIAA*-6773,2010年。[8] Ashida Y.,“通过等离子体粒子模拟研究磁帆和磁等离子体帆的推进特性,”京都大学,2014年。[9] Davidson, C. and Vorobieff, P., 鲨鱼鳍磁帆,版权 © 2017 Dark Sea Industries LLC 所有,经火星协会许可出版,http://www.marspapers.org/paper/Davidson_2017_3.pdf,访问日期：2018年12月15日。[10] Kajimura Y.,Funaki I., Matsumoto M.,等,“基于三维混合粒子模拟代码的磁帆推力与姿态评估,”《推进与动力》期刊, 第28卷,第3期,第652-663页,2012年。

[11] Ashida Y.,《基于磁通管模型的磁帆推力评估》，《推进与动力》期刊第28卷，第3期，第642–651页，2015年。

[12] Perakis, N.，《利用磁帆在太阳风中机动》，《宇航学报》，*177*，第122–132页，2020年。[13] Harned D. S.，《宏观等离子体现象的准中性混合模拟》，《计算物理学杂志》，第47卷，第3期，第452–462页，1982年。[14] Matumoto H. 和 Omura Y.，《计算空间等离子体物理学》，*Terra Scientific* 出版公司，日本东京，第37–41页，1993年。[15] Ashida Y. 和 Yamakawa H.，《通过三维粒子网格模拟评估小型磁帆航天器的推力》，《推进与动力》期刊，30(1)，第186–196页，2014年。[16] Matthews A. P.，《二维多组分等离子体混合模拟的电流推进方法与循环蛙跳法》，《计算物理学杂志》，第112卷，第102–116页，1994年。[17] Funaki I.、Kajimura Y.、Ashida Y. 等，《磁等离子体

帆与赤道环电流》，*AIAA/ASME/SAE/ASEE*联合推进会议，2006年。[18] Steven N. Shore，《天体物理流体动力学：引言》，第2版，Wiley-VCH，纽约，第427页，2007年。[19] Nishida H.、Ogawa H.、Funaki I. 等，《磁帆的二维磁流体动力学模拟》，《航天器与火箭》，第43卷，第3期，第667–672页，2006年。[20] Fujita K.，《中等尺寸磁帆的粒子模拟》，《空间技术与科学杂志》，第20卷，第2期，第26–31页，2005年。[21] Rei K.、Junhwi B.、Shinji M. 等，《磁等离子体离轨中等离子体阻力产生的粒子模拟》。

《航天器与火箭》，第1-9页，2018年。[22] Schunk R. 和 Nagy A.，《电离层：物理学、等离子体物理学与化学》，剑桥大学出版社，剑桥，第28页，2009年。[23] Hastings D. E.，《低地球轨道中等离子体与航天器相互作用综述》，《地球物理研究杂志：空间物理》，第100卷，第A8期，第14457014483页，1995年。[24] Zubrin R. M.，《用于空间推进的偶极驱动》，US11077963B2，2021年。