

低轨航天器磁推进方法

刘开磊, 李文皓, 张 珩, 肖歆昕, 郭正雄

(中国科学院力学研究所, 北京 100190)

摘 要: 基于地球空间磁场的磁作用效应, 提出了一类低轨航天器无工质消耗的磁推进方法, 并对航天器的高度保持进行了研究。该方法具有作用机理明晰、物理结构简单、控制策略灵活等特征。以磁场对磁体作用的磁矩理论为基础, 建立了带磁航天器飞行的磁推力模型, 提出了基于磁力线追踪策略的轨道高度保持方法。利用熟知的 IGRF11 地磁模型, 通过数值仿真计算, 验证了磁推进方法对于 600 ~ 1000km 圆轨道航天器进行高度保持的有效性。

关键词: 无质消耗推进; 空间磁推进; 轨道高度保持

中图分类号: V439 文献标识码: A 文章编号: 1000-1328(2012)07-0984-07

DOI: 10.3873/j.issn.1000-1328.2012.07.019

New Propulsion Technique for LEO Spacecrafts: Magnetism Propulsion

LIU Kai-lei, LI Wen-hao, ZHANG Heng, XIAO Xin-xin, GUO Zheng-xiong

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: Based on the force effect of static magnet interacting with the Earth's magnetic field, Magnetic Propulsion, a new propulsion technique for low-Earth orbit (LEO) spacecrafts which need not to consume propellant is proposed. This method has the distinct advantages of explicit mechanism, simple physical structure and flexible control strategy, etc. Based on the principle of magnetic moment's interacting with magnetic field, a way for altitude maintenance is proposed by tracing the earth's magnetic field lines, and the orbital dynamics model is built. Then through numerical simulation in IGRF11, the results confirm that the magnetic propulsion technique can maintain small spacecraft's orbital altitude in 600 ~ 1000km's circular orbits.

Key words: No-propellant consumption propulsion; Magnetic propulsion in space; Orbital altitude maintenance

0 引 言

常规推进方式(如冷气推进、单/双组元推进和电推进)由于存在工质消耗,成为实现航天器长期轨道维持、多次变轨机动和延长工作寿命的主要瓶颈和制约。因此,大量学者开始积极探索以无工质消耗为目标的新型推进概念和方法。近地空间中,代表性的无工质消耗推进方法研究主要集中在静电推进^[1]和电动绳系^[2],这两种推进方式均以地球空间磁场为作用媒介。前者利用带净电荷的航天器在地球磁场中受洛伦兹力作为推进动力,但目前难以实现其需求的净电荷密度,而且仅可改变电量和电

荷极性的特点导致其缺乏有效的推力控制手段;后者以单向通电导体在地球磁场中受安培力为基本原理,但数千米的导电长绳导致了高额的空间碰撞风险^[3]以及姿态、推力极难调整等弊端。

虽然这两种方法原理各异,且都存在难以逾越的技术障碍,但给我们相同的启示是地球空间磁场有可能成为一种推进资源,而磁-磁作用,也可能成为推进动力的转换基础。中科院力学研究所张珩研究员提出了以磁体-磁场相互作用为基本原理的无工质消耗推进新设想,即磁推进概念,并获得了国家自然科学基金资助。其基本思想是通过产生静强磁体,并与地球空间磁场相互作用,使航天器获得有效

收稿日期: 2012-01-29; 修回日期: 2012-05-11

基金项目: 国家自然科学基金(11002143)

推力。

由于强磁体可由通电密绕规则几何体(如螺线管)等方式产生,且可通过调节电流和磁体指向灵活控制推力输出。因此,可有效避免静电推进和电动绳系的诸多弊端。同时,带有非受控剩磁矩的航天器在地球磁场中的影响已引起关注,如 Beletsky、刘延柱等人研究了地球磁场作用下带剩磁刚体卫星的混沌现象^[4-5], Yehia A. 等人研究了在重力场和磁场影响下自旋刚性航天器的周期运动规律^[6]。可以设想,当对航天器的磁矩矢量(大小和方向)进行主动控制时,所受地球空间磁场的影响显然会发生人为改变,从而对航天器产生有效的推进作用。目前,利用受控磁矩与地球磁场相互作用,用于航天器推进的概念和方法在已公开的文献中还未见提及。

1 空间磁推进机理

1.1 坐标系定义

地磁分布坐标系 ($O X_m Y_m Z_m$): 原点 O 位于航天器质心, X_m 轴指向正北, Y_m 轴指向正东, Z_m 轴与其他两轴构成右手定则垂直向地心(如图 1)。

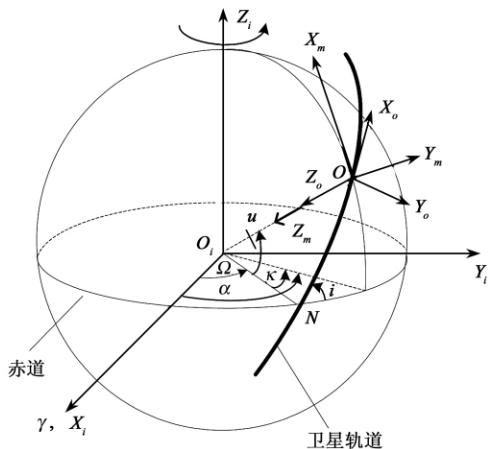


图 1 坐标系定义示意图

Fig. 1 Definitions of coordinate systems

其中 $O_i X_i Y_i Z_i$ 为地心赤道惯性坐标系, $O X_o Y_o Z_o$ 航天器轨道坐标系, i 为轨道倾角, α 为赤经, Ω 为生交点赤经, N 为升交点, μ 为升交点角距(瞬时位置在轨道面内与 $O_i N$ 的夹角)。

1.2 地球磁场模型

地球磁场分布于地球上空数万公里的高度范围内,在 1000km 以下的近地空间中具有较稳定的分布。常用计算模型为偶极子近似场模型(dipole)和国际地磁标准场模型(IGRF)。

dipole 模型将地磁场视为由位于地心、磁北极指向地理南极的磁矩 m_e ($8.0 \times 10^{22} \text{ Am}^2$) 产生,磁感应强度在 $O X_m Y_m Z_m$ 坐标系下的分量表达式如下(单位 T):

$$\begin{cases} B_x^d = \frac{\mu_0 m_e \cos \varphi}{4 \pi r^3} \\ B_y^d = 0 \\ B_z^d = \frac{\mu_0 m_e \sin \varphi}{2 \pi r^3} \end{cases} \quad (1)$$

IGRF 模型以 dipole 模型分布为主量,由 13 阶球谐描述式和基于实测数据、每 5 年更新一次的高斯系数组成(最新模型为 IGRF11,有效期至 2015 年),其磁感应强度描述为(单位 T)^[7]:

$$\begin{cases} B_x^I = \sum_{n=1}^{13} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_e}{r}\right)^{n+2} A_n^m \cdot \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} \times 10^{-9} \\ B_y^I = \sum_{n=1}^{13} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_e}{r}\right)^{n+2} \frac{m B_n^m}{\sin \theta} \cdot P_n^m(\cos \theta) \times 10^{-9} \\ B_z^I = - \sum_{n=1}^{13} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_e}{r}\right)^{n+2} (n+1) A_n^m \cdot P_n^m(\cos \theta) \times 10^{-9} \end{cases} \quad (2)$$

其中, $A_n^m = g_n^m \cos(m\lambda) + h_n^m \sin(m\lambda)$, $B_n^m = g_n^m \sin(m\lambda) - h_n^m \cos(m\lambda)$, R_e 为地球平均半径, r 为地心距, λ 为经度, φ 为地心纬度, θ 为地心余纬($\theta = 90 - \varphi$), g_n^m 、 h_n^m 为随时间变化的高斯系数, $P_n^m(\cos \theta)$ 为 n 阶 m 次关联勒让德函数。

以 $h = 600 \text{ km}$ 、 $\lambda = 180^\circ$ 的经度线为例,两种模型磁感应强度分量和总强度 B_t 随纬度分布如图 2(单位 T)。

由图 2 可知,两种模型具有相同的变化趋势和相似的数值分布。通过在不同高度和经纬度上进行遍历地对比计算,可知 IGRF 模型各分量均以 dipole 模型为中心分布,仅存在小量的误差波动。因此,本文在进行理论研究和可行性分析时,均采用表达式简单、分布规律明晰的 dipole 模型,最后在 IGRF 模型中进行仿真验证。

1.3 磁推进机理

磁矩在外场中的受力为其势能的负梯度。磁矩为 m_s 的磁体在地球磁场 B 中的势能^[8-9] 为

$$U = - m_s \cdot B$$

则磁力^[8-9]

$$F = - \nabla U = \nabla (m_s \cdot B) \quad (3)$$

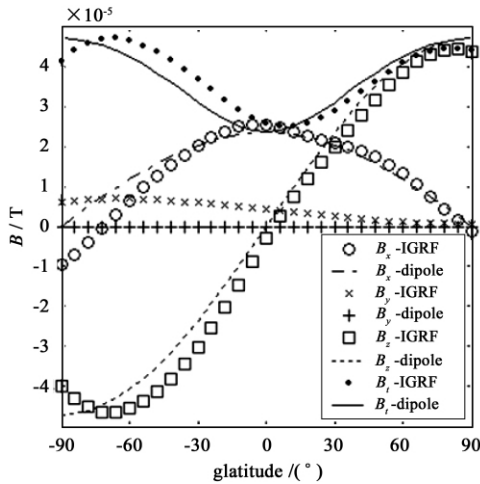


图 2 IGRF 与 dipole 模型对比

Fig. 2 Comparison chart of IGRF and dipole

考虑到近地空间中电流密度和电场随时间的变化几乎为零 根据 Maxwell 方程 地磁场磁感应强度的旋度满足

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad (4)$$

其中, μ_0 为真空磁导率, ε_0 为真空介电常数。

由矢量性质公式^[8]

$$\nabla (\mathbf{m}_s \cdot \mathbf{B}) = \mathbf{m}_s \times (\nabla \times \mathbf{B}) + \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{m}_s) + (\mathbf{m}_s \cdot \nabla) \mathbf{B} + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{m}_s \quad (5)$$

磁矩 \mathbf{m}_s 满足稳态磁体的基本物理特征, 其旋度、散度均为 0, 则 $\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{m}_s) = 0$, $(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{m}_s = 0$ 结合式(4)、(5), 式(3)可化为空间磁力的另一种常见表达形式^[8-9]

$$\mathbf{F} = (\mathbf{m}_s \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (6)$$

同时, \mathbf{m}_s 还将受到磁力矩作用^[8-9]

$$\mathbf{L} = \mathbf{m}_s \times \mathbf{B} \quad (7)$$

在地磁坐标系 $Ox_m Y_m Z_m$ 中, 哈密顿算子为:

$$\nabla = \frac{\partial}{r \partial \varphi} \mathbf{i} + \frac{\partial}{r \cos \varphi \partial \lambda} \mathbf{j} - \frac{\partial}{\partial r} \mathbf{k}$$

将(6)、(7)展开 得地磁坐标系下分量式

$$\begin{aligned} \mathbf{F}^m = & \frac{1}{r} \left(m_x \frac{\partial B_x}{\partial \varphi} + m_y \frac{\partial B_y}{\partial \varphi} + m_z \frac{\partial B_z}{\partial \varphi} \right) \mathbf{i} + \\ & \frac{1}{r \cos \varphi} \left(m_x \frac{\partial B_x}{\partial \lambda} + m_y \frac{\partial B_y}{\partial \lambda} + m_z \frac{\partial B_z}{\partial \lambda} \right) \mathbf{j} - \\ & \left(m_x \frac{\partial B_x}{\partial r} + m_y \frac{\partial B_y}{\partial r} + m_z \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \mathbf{k} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{L}^m = & (m_y B_z - m_z B_y) \mathbf{i} + (m_z B_x - m_x B_z) \mathbf{j} + \\ & (m_x B_y - m_y B_x) \mathbf{k} \end{aligned} \quad (9)$$

在 dipole 模型下, 式(8)、(9)可进一步化为

$$\mathbf{F}^m = \left(m_x \frac{\partial B_x}{r \partial \varphi} + m_z \frac{\partial B_z}{r \partial \varphi} \right) \mathbf{i} - \left(m_x \frac{\partial B_x}{\partial r} + m_z \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \mathbf{k} \quad (10)$$

$$\mathbf{L}^m = m_y B_z \mathbf{i} + (m_z B_x - m_x B_z) \mathbf{j} - m_y B_x \mathbf{k} \quad (11)$$

2 磁推进轨道动力学

不同的磁矩施加策略具有不同的动力学特点。

2.1 磁力线追踪策略

由式(7), 当 $\mathbf{m}_s \parallel \mathbf{B}$ 时 磁力矩 $\mathbf{L}^m = 0$ 。为使航天器在飞行方向产生有效推进力、同时避免产生附加磁力矩影响 本文设计一种基于“磁力线追踪”的磁矩施加策略——使磁矩矢量 \mathbf{m}_s 的指向与当地磁力线切向(即 \mathbf{B} 方向)平行, 并通过调整磁矩的正反向, 使得磁推力在飞行方向的投影始终为正。

假设航天器磁矩大小为 $|\mathbf{m}_s|$, 令式(9)的 $\mathbf{L}^m = 0$, 可得磁矩矢量在地磁坐标系下分量式为

$$\mathbf{m}_s = \left[\frac{B_x}{B_t} (\pm |\mathbf{m}_s|), \frac{B_y}{B_t} (\pm |\mathbf{m}_s|), \frac{B_z}{B_t} (\pm |\mathbf{m}_s|) \right]^T \quad (12)$$

其中, B_t 为地磁场总强度值。当磁矩矢量 \mathbf{m}_s 与磁强矢量 \mathbf{B} 同向时 \pm 号取正, 反向时取负。

由地磁分布特点, 单个轨道周期内的磁矩指向(即磁体 N 极方向)如表 1 和图 3 所示时, 磁推力的飞行方向分量恒为正。

表 1 磁力线追踪策略下的磁矩指向

u	$\pm \mathbf{m}_s $	F_x^m
$[0^\circ, 90^\circ) \cup [180^\circ, 270^\circ)$	$+ \mathbf{m}_s $	≥ 0
$[90^\circ, 180^\circ) \cup [270^\circ, 360^\circ)$	$- \mathbf{m}_s $	≥ 0

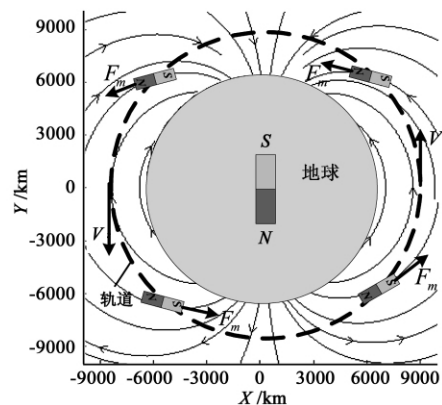


图 3 磁力线追踪策略的磁矩指向示意图

Fig. 3 Orientation of \mathbf{m}_s

2.2 磁推进轨道动力学

磁矩 m_s 在轨道坐标系下所受磁力为:

$$F^o = R_{om} \cdot F^m = R_{om} \cdot [(m_s \cdot \nabla) B] \quad (13)$$

其中, F^m 、 m_s 、 B 分别为地磁坐标系下的磁推力、磁矩矢量、地磁场分布矢量 R_{om} 为地磁坐标系到轨道坐标系的转换矩阵。将 (10) 代入 (13), 得轨道坐标系下磁力分量为

$$\begin{cases} F_x^o = (\sin i \cdot \cos \kappa) \cdot \left(m_x \cdot \frac{\partial B_x}{r \partial \varphi} + m_z \cdot \frac{\partial B_z}{r \partial \varphi} \right) \\ F_y^o = \left(-\sqrt{1 - \sin^2 i \cdot \cos^2 \kappa} \right) \cdot \left(m_x \cdot \frac{\partial B_x}{r \partial \varphi} + m_z \cdot \frac{\partial B_z}{r \partial \varphi} \right) \\ F_z^o = m_x \cdot \frac{\partial B_x}{- \partial r} + m_z \cdot \frac{\partial B_z}{- \partial r} \end{cases} \quad (14)$$

由 (1) 可得 (14) 中的地磁梯度分量为

$$\begin{cases} \frac{\partial B_x}{r \partial \varphi} = -\frac{\mu_0 m_e \sin \varphi}{4 \pi r^4} & \frac{\partial B_z}{r \partial \varphi} = \frac{\mu_0 m_e \cos \varphi}{2 \pi r^4} \\ \frac{\partial B_x}{- \partial r} = \frac{3 \mu_0 m_e \cos \varphi}{4 \pi r^4} & \frac{\partial B_z}{- \partial r} = \frac{3 \mu_0 m_e \sin \varphi}{2 \pi r^4} \end{cases} \quad (15)$$

结合 (12)、(15) 和曲面三角关系, 可将 (14) 式化为

$$\begin{cases} F_x^o = \frac{3 \mu_0 m_e (\pm |m_s|)}{8 \pi r^4} \cdot \frac{\sin(2u) \sin^2 i}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 u \sin^2 i}} \\ F_y^o = -\frac{3 \mu_0 m_e (\pm |m_s|)}{4 \pi r^4} \cdot \frac{\sin u \sin i \sqrt{1 - \sin^2 i}}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 u \sin^2 i}} \\ F_z^o = \frac{3 \mu_0 m_e (\pm |m_s|)}{4 \pi r^4} \cdot \sqrt{1 + 3 \sin^2 u \sin^2 i} \end{cases} \quad (16)$$

对于圆轨道, 由式 (16) 和表 1, 可得一个轨道周

期内各方向的平均推力为

$$\begin{cases} F_{avx}^o = \frac{1}{T} \int_0^T F_x^o dt = \frac{\mu_0 m_e |m_s|}{2 \pi^2 r^4} (\sqrt{1 + 3 \sin^2 i} - 1) \\ F_{avy}^o = \frac{1}{T} \int_0^T F_y^o dt = 0 \\ F_{avz}^o = \frac{1}{T} \int_0^T F_z^o dt = 0 \end{cases} \quad (17)$$

可见, 对于圆轨道, 磁力线追踪策略仅在飞行速度方向存在有效平均推力。

3 轨道高度保持能力

对于低轨航天器, 日月引力摄动、潮汐摄动、光压摄动等相对大气阻力和地球扁率摄动都为小量, 而地球扁率摄动对航天器的影响主要为对升交点赤经和近地点幅角的长周期性影响。因此, 本文中讨论的轨道高度保持主要考虑如何消减大气阻力对轨道高度的衰减影响。

3.1 大气模型

本文对大气密度 ρ 的计算基于美国海军研究实验室的 NRLMSISE00 大气模型^[10], 并将大气密度随时间和经纬度变化的加权平均值作为对应高度上的平均大气密度值。本文讨论的小型航天器模型均假设质量 $M = 200 \text{ kg}$, 阻力系数 $C_d = 2.2$, 面质比系数 $k_s = 0.003$ ^[11], 运行轨道为圆轨道。当飞行速度为 V 时, 气动阻力为

$$F_{air} = \frac{1}{2} C_d k_s M \rho V^2 \quad (18)$$

大气密度 ρ (单位为 kg/m^3)、阻力 F_{air} (单位为 N) 在 450 ~ 1000km 圆轨道上的分布情况如表 2 所示。对于 600 ~ 1000km 的近地航天器, 所受大气阻力值在 $10^{-8} \sim 10^{-6} \text{ N}$ 量级。

表 2 大气密度、阻力

Table 2 Atmospheric density and drag

h	450	500	550	600	650	700
ρ	3.72×10^{-13}	1.45×10^{-13}	6.08×10^{-14}	2.81×10^{-14}	1.45×10^{-14}	8.43×10^{-15}
F_{air}	1.44×10^{-5}	5.54×10^{-6}	2.31×10^{-6}	1.06×10^{-6}	5.43×10^{-7}	3.14×10^{-7}
h	750	800	850	900	950	1000
ρ	5.45×10^{-15}	3.82×10^{-15}	2.83×10^{-15}	2.18×10^{-15}	1.72×10^{-15}	1.38×10^{-15}
F_{air}	2.01×10^{-7}	1.40×10^{-7}	1.03×10^{-7}	7.90×10^{-8}	6.19×10^{-8}	4.94×10^{-8}

3.2 能力与特点

根据高斯型摄动方程, 在径向力 F_r 、横向力 F_u 作用下, 对于轨道偏心率为 e 、真近点角为 f 的轨道,

半长轴的变化率为

$$\dot{a} = 2 \sqrt{\frac{a^3}{\mu(1 - e^2)}} \left[e \sin f \cdot \frac{F_r}{M} + (1 + e \cos f) \cdot \frac{F_u}{M} \right]$$

由于平均磁推力和大气阻力都可视为连续小推力,且分别与飞行方向同向和反向。则对于近圆轨道($e \approx 0$)根据轨道要素摄动的平均化理论^[12],磁推进的高度变化速率可表示为

$$\dot{r} = 2 \sqrt{\frac{r^3}{\mu} \frac{F_{avx}^o - F_{air}}{M}}$$

单周期的高度变化量为

$$\Delta r_p = \dot{r} \cdot T = 4\pi \frac{r^3}{\mu} \cdot \frac{F_{avx}^o - F_{air}}{M} \quad (19)$$

显然,当平均推力 $F_{avx}^o = F_{air}$ 时,可实现轨道高度保持。联立式(17)、(18),可得圆轨道高度保持所需的最小磁矩:

$$m_{min}^d = \frac{gC_d k_s M \rho \pi^2 r^3}{\mu_0 m_e (\sqrt{1 + 3\sin^2 i} - 1)} \quad (20)$$

由式(20),对于不同倾角、高度的航天器,利用磁推进进行高度保持所需最小磁矩值如图4所示。

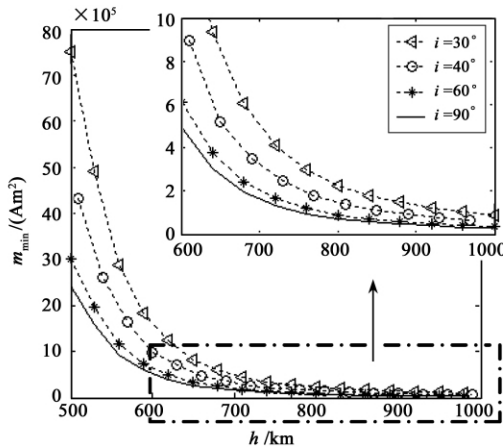


图4 不同高度和倾角下的 m_{min}^d

Fig. 4 m_{min}^d in different inclinations and heights

从图4可知:

① 10^5 Am^2 量级的磁矩可实现近地空间中 600km ~ 1000km 高倾角圆轨道的高度保持。 $i = 40^\circ, h = 600\text{km}$ 时, $m_{min}^d = 9.89 \times 10^5$ 。随着轨道倾角和高度的增加,维轨所需磁矩逐渐减小,当 $i > 60^\circ, h > 800\text{km}$ 时,仅为 10^4 Am^2 量级。

② 高倾角轨道更易于利用磁推进进行轨道高度保持。高纬地区的地磁场强度和梯度大于低纬地区,使得产生相同推力所需的磁矩减小。

③ 轨道高度越高越易于利用磁推进进行轨道高度保持。大气密度随高度的衰减速率远大于地磁场梯度随高度的衰减速率,从 500 到 1000km,大气

密度 ρ 衰减了两个量级,地磁场的各梯度分量仅衰减 30% 左右,使得维轨所需磁矩也呈量级减小。

4 磁推进的技术可实现性

磁推进的技术可实现性主要在于强磁体的生成、保持和控制,其实现的具体技术细节和其他配套技术在此不展开论述。

磁矩的产生主要有永磁体和通电磁体两种方式。前者由于质量大、可产生磁矩大小有限、难退磁等特点限制了其在空间磁推进中的运用。电磁体则相对灵活小巧,对于横截面积为 S 、线圈匝数为 N 的螺线环(管)通以电流 I 时,其磁矩为^[8-9,13]:

$$m = NIS$$

截面积 S 和线圈匝数 N 决定了磁推进器的物理尺寸和重量,显然在空间中提高 S, N 的能力有限。因此,利用超导技术大幅提升电流 I ,可利于磁推进器的小型化、轻质化和集成化。如 MIT 的空间电磁编队系统(EMFF)就是利用超导螺线环的方式产生强磁矩——其在 MIT-SSL EMFF 地面验证实验中,采用 3 捆 33 匝 $0.3\text{mm} \times 1\text{mm}$ 截面的第二代高温超导(HTS)带材,组成了半径 1m 的螺线环,当通 100A 电流便产生了 $6.22 \times 10^4 \text{ Am}^2$ 量级大小的磁矩,而线圈质量仅 10kg^[13]。由于 EMFF 系统用于短距离的星间编队飞行,需求的磁矩量级较低,但显然超导螺线环的磁矩上限远不止此。

超导磁推进主要技术构成包括三点:

① HTS 高温超导材料。目前包括中国在内的很多国家已经能够制造高性能的第二代高温超导导线或带材,其电流密度能达 10^6 A/cm^2 量级^[14]。如美国 Southwire AMSC 公司在 2006 年研制出能通 3kA 电流的超导线;上海交通大学在 2011 年研制出宽 1cm、厚 $80\mu\text{m}$ 、能通 300A 电流的超导带材。以 $I = 300\text{A}$ 电流、 $R = 2\text{m}$ 的超导线圈为例,估算各磁矩所需线圈匝数 N 与产生的推力(dipole 地磁模型、600km、 90° 圆轨道)如表 3。

表3 磁推进器估算

Table 3 Estimation of magnetism propeller

m_s (Am^2)	N	F_{avx}^o (N)	m_s (Am^2)	N	F_{avx}^o (N)
5×10^4	14	1.08×10^{-7}	1×10^5	27	2.16×10^{-7}
2×10^5	53	4.31×10^{-7}	5×10^5	133	1.08×10^{-6}
1×10^6	365	2.16×10^{-6}	2×10^6	530	4.31×10^{-6}

② 空间超导冷却技术。空间超导磁矩器的能耗主要来自于超导热冷设备。目前,空间超导热冷技术已能实现液氮温区要求。如美国 sunpower 公司^[15]的 Stirling 超导循环冷却系统 M77,质量仅几千克,在 100W 输入下能提供 77K 时 4W 的制冷输出。对于磁推进这样较大型的空间超导系统还未有见到相关研究报告,若采用被动热辐射和主动热控技术(综合利用空间制冷器与冷却剂)相结合^[13]的方式,有望达到磁推进的低温超导需求。

③ 电能及控制技术。可利用太阳能帆板配合高能密度电池作为直流电源,同时通过电路控制电流输出。如 MIT 通过 NiMH 电池和 H 电桥控制电路,为超导螺线环提供电能和改变电流方向^[16]。

据上述分析,产生 10^5Am^2 量级的可维持、可控的小型化强磁矩已经具有基本的技术支持和物理可实现性,且随着空间超导技术的发展,磁矩生成能力可得到明显提高。

5 仿真验证

由于 dipole 模型与基于实测的 IGRF 标准场模型存在部分误差,引入推力修正系数 ξ 、磁矩修正系数 η ,对 dipole 模型下的理论计算结果进行修正。即 IGRF 模型下的周期平均磁推力 F^I 、高度维持所需磁矩 m_{\min}^I 为

$$\begin{cases} F^I = \xi F^d \\ m_{\min}^I = \eta \cdot m_{\min}^d \end{cases} \quad (21)$$

由式(17)、(18),易得关系式 $\eta = \frac{1}{\xi}$ 。

通过在 IGRF 模型下进行遍历数值计算,得到不同高度、倾角下的 η 值如表 4。可知高倾角轨道的模型误差在 10% 以内。

表 4 修正系数 η

Table 4 Modification coefficients of η

h / km	500	600	700	800	900	1000
$i = 40^\circ$	0.83	0.84	0.85	0.85	0.86	0.86
$i = 50^\circ$	0.92	0.93	0.93	0.94	0.95	0.95
$i = 60^\circ$	0.99	0.99	1.00	1.00	1.01	1.01
$i = 70^\circ$	1.04	1.05	1.05	1.05	1.06	1.06
$i = 80^\circ$	1.08	1.09	1.09	1.09	1.10	1.10
$i = 90^\circ$	1.10	1.10	1.11	1.11	1.11	1.11

以高度 600km、倾角 90° 的圆轨道为例(查表 4 得相应轨道的磁矩修正系数 $\eta = 1.10$),由式(20)

计算得 dipole 模型下维轨所需磁矩 $m_{\min}^d = 4.92 \times 10^5 \text{Am}^2$,则 IGRF 模型下需要磁矩 $m_{\min}^I = \eta \cdot m_{\min}^d = 5.41 \times 10^5 \text{Am}^2$ 。利用 4 阶 Runge-kutta 法,对不同磁矩大小(如表 5)的磁推进高度机动能力进行数值仿真验证,运行 30 天后其轨道高度演化 ($dr = r(t) - r(0)$) 如图 5。

表 5 仿真磁矩值

Table 5 Magnetic moment value of simulations

编号	仿真条件	dipole 模型下磁矩	IGRF 模型下磁矩
1	No F_m	$m_0^d = 0$	$m_0^I = 0$
2	F_{m1}	$m_1^d = m_{\min}^d$	$m_1^I = m_{\min}^I$
3	F_{m2}	$m_2^d = 0.5m_{\min}^d$	$m_2^I = 0.5m_{\min}^I$
4	F_{m3}	$m_3^d = 2m_{\min}^d$	$m_3^I = 2m_{\min}^I$

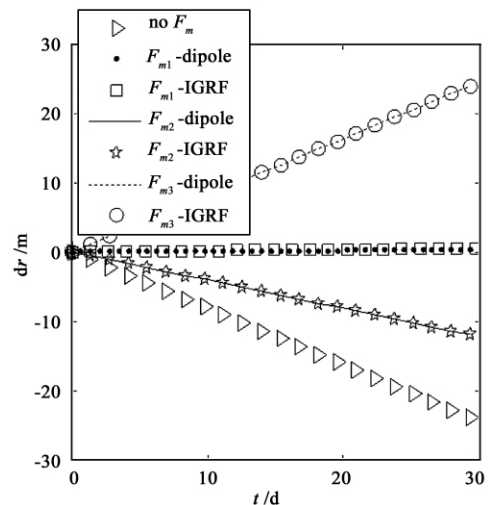


图 5 磁推进仿真验证

Fig. 5 Simulations of magnetism propulsion

由仿真结果可得:

① 运行 30 天(约 450 个周期),在大气阻力摄动影响下轨道高度衰减约 24.5m(利用(19)式的计算结果为 24.3m);

② 以 m_{\min}^d 、 m_{\min}^I 的磁矩进行推进时,运行 30 天的高度基本维持不变,不仅证实了磁推进方法高度保持的有效性,同时还验证了磁矩估算式(20)和修正参数表 4 的正确性;

③ 当以 $0.5m_{\min}^d$ 的磁矩进行推进时,高度降低了约 12.3m,说明当推进磁矩小于 m_{\min}^d 时,不能实现高度维持,但能有效减小高度衰减速率;

④ 当以 $2m_{\min}^d$ 磁矩推进时,高度增加了约 24.5m,说明随着磁矩的增加,磁推进方法不仅可以进行轨道高度保持,还可进行高度机动。

6 结 论

本文通过适当简化条件下的理论推导,结合 IGRF11 地磁模型下的仿真验证,得出了磁推进用于低轨道航天器高度保持所需磁矩的基本量级,以及磁推进的适用包络。

需要指出的是文中并未讨论磁推力器关键参量的设计问题,所讨论的磁推力控制策略也非最优化。随着空间超导技术的发展和磁推进器磁态、姿轨耦合、控制方法的深入研究和总体优化,磁推进的效用有望得到跨越式提高,其应用范围可得到有效拓展,对无工质消耗型推进技术的发展形成有益推动,对航天器的在轨运行能力、活动范围和任务使命产生有利影响。

参 考 文 献

- [1] Brett S, Mason A, Peck. New synchronous orbits using the geomagnetic lorentz force[J]. Journal of Guidance, Control, and Dynamics, 2007, 30(7): 1677 - 1690.
- [2] Iess L, Bruno C. Satellite de-orbiting by means of electrodynamic tethers[J]. Acta Astronautica, 2002, 50(7): 399 - 416.
- [3] Tether Applications. SEDS - 2: small expendable deployer system [EB/OL]. 1994 [2012]. <http://www.tetherapplications.com/seds2.htm>.
- [4] Beletski V V, Pivovarov M L. Regular and chaotic motions in applied dynamics of a rigid body [J]. American Institute of Physics, 1996, 6(2): 155 - 166.
- [5] 成功, 刘延柱. 地磁场中刚体卫星的混沌运动[J]. 上海交通大学学报, 1999, 33(6): 723 - 726. [Cheng Gong, Liu Yan-zhu. Chaotic motion of a rigid-body satellite in the magnetic field of the earth[J]. Journal of Shanghai Jiaotong University, 1999, 33(6): 723 - 726.]
- [6] Y · A · 阿布德尔·阿齐兹, M · H · 耶赫亚, F · A · 阿布德·萨兰姆, 等. 在重力场和磁场影响下自旋刚性航天器的周期运动[J]. 应用数学和力学, 2006, 27(8): 923 - 930. [Abdel-Aziz Y. A., Yehia M. H., Abdel-Salam F. A., et al. Periodic motions of a spinning rigid spacecraft under the influence of the gravitational and magnetic fields [J]. Applied Mathematics and Mechanics, 2006, 27(8): 923 - 930.]
- [7] Karlsruhe Institute of Technology, Geophysical Institute. IGRF - 11 coefficients [EB/OL]. 2010 [2012]. <http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>.
- [8] John R R, Frederick J M, Robert W C. Foundation of electromagnetic theory [M]. Boston, Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company, 1979: 19, 180, 255 - 263.
- [9] 尹真. 电动力学 [M]. 南京: 南京大学出版社, 1999: 109 - 110.
- [10] Picone J M, Hedin A E, Drob D P. NRLMSISE - 00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues [J]. Journal of Geophysical Research, 2002, 107(A12), 1468, doi: 10.1029/2002JA009430.
- [11] 刘林. 航天器轨道理论 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2000: 294 - 309.
- [12] 周姜滨, 袁建平. 任意轨道要素冻结轨道的径向小推力控制策略研究 [J]. 宇航学报, 2008, 29(5): 1536 - 1539. [Zhou Jiang-bin, Yuan Jian-ping. Study of the control strategy for frozen orbits with arbitrary orbital element by using radial low-thrust [J]. Journal of Astronautics, 2008, 29(5): 1536 - 1539.]
- [13] Daniel W, Kwon. Electromagnetic formation flight of satellite arrays [D]. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 2005: 49 - 54, 75 - 77.
- [14] 林良真. 我国超导技术研究进展及展望 [J]. 电工技术学报, 2005, 20(1): 1 - 7. [Lin Liang-zhen. Recent advances and prospect in the development of superconducting technology in china [J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2005, 20(1): 1 - 7.]
- [15] Sunpower, Inc. Technologies: Cryocoolers [EB/OL]. 2011 [2012]. <http://www.sunpower.com/cryocoolers/cryotel.php>.
- [16] David W, Miller, Raymond J, Sedwick. Electromagnetic formation flight [R]. Massachusetts Institute of Technology, 2005: 14 - 16.

作者简介: 刘开磊 (1984 -) 男, 博士研究生, 研究方向为航天器轨道动力学与控制、新能源技术。

通信地址: 北京市北四环西路 15 号中科院力学所 (100190)

电话: (010) 82543786

E-mail: chinesekl@163.com

(编辑: 沃云峰)