小行星探测近轨操作的轨道动力学与控制

李翔宇^{1,2}, 乔栋^{1,2*}, 黄江川³, 韩宏伟^{1,2}, 孟林智³

1. 北京理工大学宇航学院, 北京 100081;

2. 北京理工大学深空自主导航与控制工信部重点实验室, 北京 100081;

3. 中国空间技术研究院, 北京 100094

*联系人, E-mail: qiaodong@bit.edu.cn

收稿日期: 2019-01-25; 接受日期: 2019-03-21; 网络出版日期: 2019-06-10

国家自然科学基金(编号: 11572038, 11772050)和长江学者奖励计划(青年项目)资助项目

摘要 探测器接近小行星后开展的逼近、伴飞/绕飞和悬停等一系列近轨操作是实现小行星采样返回等任务活动的前提和关键. 本文结合我国未来小行星探测任务构想, 以弱引力快自旋小行星2016 HO3为背景, 针对其近轨操作过程中的轨道动力学与控制问题开展研究. 首先, 针对逼近段, 考虑路径约束和视线角约束, 采用滑移制导律设计了小行星多脉冲逼近轨道, 并提出了一种抗扰动的重构迭代逼近策略; 其次, 为了实现小行星物理特征的初步测量, 分别设计了探测器相对小行星的伴飞轨道和慢飞越轨道, 建立了伴飞距离与伴飞速度间的联系, 发现了飞越速度随飞越高度和飞越时间的变化规律, 并给出利用慢飞越实现小行星全球观测的轨道设计方法; 最后, 研究了考虑太阳光压等摄动力作用和模型不确定情况下的小行星定点与区域悬停控制, 设计了自适应鲁棒控制律并证明了其稳定性, 为小行星的局部区域精细探测提供条件. 以上研究可为我国未来的小行星探测任务提供参考和借鉴.

关键词 小行星探测, 近轨操作, 逼近轨道, 慢飞越轨道, 悬停轨道

PACS: 47.27.-i, 47.27.Eq, 47.27.Nz, 47.40.Ki, 47.85.Gj

1 引言

自20世纪90年代初, 伽利略探测器首次成功实现小行星飞越以来, 小行星探测成为深空探测的热点. 小行星被认为是太阳系的活化石, 开展小行星探测可获得太阳系演化和行星形成的关键信息. 同时, 观测表明小行星可能蕴含丰富的矿产资源, 小行星探测将为未来的资源开发和利用提供基础. 此外部分小行星

轨道存在与地球相撞的风险, 对小行星的探测也将有助于威胁防御措施的制定与开展.

近年来, 美国、日本、欧空局等相继规划并实施了多次小行星探测任务, 如美国发射的NEAR探测器实现了对小行星433 Eros的环绕和着陆探测; 日本发射的Hayabusa探测器实现了对小行星Itokawa的悬停、附着和采样. 目前日本的Hayabusa II任务和美国的OSIRIS-Rex任务正在分别对Ryugu和Bennu实施原

引用格式: 李翔宇, 乔栋, 黄江川, 等. 小行星探测近轨操作的轨道动力学与控制. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49: 084508

Li X Y, Qiao D, Huang J C, et al. Dynamics and control of proximity operations for asteroid exploration mission (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2019, 49: 084508, doi: 10.1360/SSPMA-2019-0028

位探测和采样返回. 从以上任务可以看出对小天体的就位探测通常经历星际转移、逼近、伴飞/慢飞越、悬停和着陆等几个关键阶段, 序列如图1所示.

小天体附近的近轨操作主要从小行星逼近过程开始, 直至原位探测或采样结束. 该任务阶段是探测任务的关键, 也是获取丰硕科学回报的阶段. 由于探测前对小天体的物理特性及附近环境信息了解匮乏, 同时多源扰动力使小天体附近的动力学环境复杂, 运动受摄敏感, 给探测器的近轨操作带来挑战.

本文以我国未来的小行星探测任务为背景, 针对小行星探测的近轨操作过程的动力学与控制问题开展研究, 分析并设计了小行星多脉冲逼近轨道、伴飞与慢飞越轨道和小行星固连的定点与区域悬停轨道, 建立小行星探测近轨操作的完整任务序列. 首先, 考虑路径约束和视线角约束, 采用滑移制导律设计了小行星多脉冲逼近轨道, 提出一种摄动力影响下的重构迭代逼近策略. 其次, 基于相对运动方程, 求解适用于任意伴飞距离的小天体伴飞轨道, 并给出利用慢飞越实现小行星全球观测的轨道设计方法, 发现飞越速度随飞越高度和飞越时间的变化规律; 最后, 基于自适应鲁棒控制, 研究了小天体动力学环境不确定情况下的悬停控制方法, 实现探测器在小行星附近任意点或区域的稳定悬停. 本文以弱引力慢自旋小行星2016 HO3为目标, 对小行星的近轨操作与控制方法进行仿真, 验证了方法的可行性, 期待为我国未来的小行星探测任务提供参考.

2 小天体多脉冲逼近策略

由于轨道预报误差和执行误差, 探测器经星际转移后的终端状态可能与小行星存在较大的误差, 需设计逼近轨道, 在一定时间内满足终端位置和速度约束

图 1 (网络版彩图) 小行星探测任务序列

Figure 1 (Color online) Profile of asteroid exploration missions.

实现小行星交会. 同时在小天体逼近过程中, 探测器也将探测附近的空间环境并发现小行星潜在的卫星或喷发的尘埃物质. 在小行星的逼近过程中存在多种约束, 首先, 探测器的运动路径和视线角需满足一定的约束, 因此逼近轨道设计应满足任意方向及角度的逼近需求; 其次, 探测器相对于小行星的速度及其变化率应逐渐减小, 防止产生碰撞等问题. 考虑以上约束, 本文采用多脉冲滑移制导律进行小行星逼近轨道设计.

2.1 探测器相对运动方程

在小行星逼近过程中, 探测器和小行星均相对太阳做环绕运动. 为描述探测器与小行星间的相对运动过程, 建立相对运动坐标系 $o-xyz$, 坐标原点为小行星质心, x 轴始终沿着小行星位置矢量方向, 由日心指向小行星, z 轴与小行星轨道的角动量方向一致, y 轴与 x 、 z 轴构成右手坐标系. 坐标系角速度为小行星的轨道角速度 ω_t .

假设探测器和小行星相对太阳的位置矢量分别为 $\mathbf{r}_c$ 和 $\mathbf{r}_t$, 则探测器相对小行星的位置矢量为 $\mathbf{p} = \mathbf{r}_c - \mathbf{r}_t$, 则在相对坐标系下探测器的运动可以表示为

$$\ddot{\mathbf{p}} = -\dot{\omega}_t \times \mathbf{p} - 2\omega_t \times \dot{\mathbf{p}} - \omega_t \times (\omega_t \times \mathbf{p}) + \frac{\mu}{r_t^3} \left[\mathbf{r}_t - \left(\frac{r_t}{r_c} \right)^3 \mathbf{r}_c \right] + \Delta \mathbf{f}_d + \frac{\mathbf{F}_c}{m_c}, \quad (1)$$

式中, μ 为太阳引力常数, $\Delta \mathbf{f}_d$ 为探测器和小行星受到的相对摄动加速度, $\mathbf{F}_c$ 为作用在探测器上的控制力, m_c 为探测器的质量.

由于 $\omega_t = [0, 0, \dot{\theta}]^T$, 其中 θ 为小行星的真近点角. 方程(1)表示成分量形式:

$$\begin{cases} \ddot{x} = \dot{\theta}^2 x + \ddot{\theta} y + 2\dot{\theta} \dot{y} + \mu/r_t^2 - \mu(r_t + x)/r_c^3 + f_x, \\ \ddot{y} = -\ddot{\theta} x + \ddot{\theta}^2 y - 2\dot{\theta} \dot{x} - \mu y/r_c^3 + f_y, \\ \ddot{z} = -\mu z/r_c^3 + f_z, \end{cases} \quad (2)$$

式中, $\mathbf{f}(f_x, f_y, f_z) = \Delta \mathbf{f}_d + \mathbf{F}_c/m_c$.

记小行星的轨道半长轴、偏心率和平均角速度分别为 a , e , n , 根据二体轨道理论可知:

$$r_t = \frac{a(1-e^2)}{(1+e\cos\theta)}, \quad \dot{\theta} = \frac{n(1+e\cos\theta)^2}{(1-e^2)^{3/2}},$$

$$\ddot{\theta} = \frac{-2n^2 e \sin\theta (1+e\cos\theta)^3}{(1-e^2)^3}, \quad n = \sqrt{\frac{\mu}{a^3}}.$$

同时时间 t 与真近点角 θ 的变换关系表示为

$$\frac{dX}{dt} = \frac{dX}{d\theta} \dot{\theta}, \quad \frac{d^2X}{dt^2} = \dot{\theta}^2 \frac{d^2X}{d\theta^2} + \ddot{\theta} \frac{dX}{d\theta}. \quad (3)$$

由于小行星逼近段, 探测器与小行星间的距离远小于探测器距日心的距离, 因此对式(2)进行线性化, 并采用真近点角 θ 为自变量, 得到线性化后的近似表达式如式(4)所示, 其中符号“ $'$ ”表示相对真近点角求导.

$$\begin{cases} x'' - \frac{2e \sin \theta}{1 + e \cos \theta} x' - 2y' - \frac{3 + e \cos \theta}{1 + e \cos \theta} x \\ + \frac{2e \sin \theta}{1 + e \cos \theta} y = \frac{(1 - e^2)^3}{n^2(1 + e \cos \theta)^4} f_x, \\ y'' + 2x' - \frac{2e \sin \theta}{1 + e \cos \theta} y' - \frac{2e \sin \theta}{1 + e \cos \theta} x \\ - \frac{e \cos \theta}{1 + e \cos \theta} y = \frac{(1 - e^2)^3}{n^2(1 + e \cos \theta)^4} f_y, \\ z'' - \frac{2e \sin \theta}{1 + e \cos \theta} z' + \frac{1}{1 + e \cos \theta} z \\ = \frac{(1 - e^2)^3}{n^2(1 + e \cos \theta)^4} f_z. \end{cases} \quad (4)$$

2.2 多脉冲滑移制导律

采用多脉冲的逼近过程如图2所示, 整个逼近过程中共施加时间间隔相同的 N 次脉冲, 将实际轨道分为 $N-1$ 段, 每段轨迹的时长为 $T/(N-1)$, 在最后一次脉冲施加之后, 探测器到达满足速度和位置约束的目标点处.

由于逼近轨道距离小天体相对较远, 小天体的引力影响微弱, 因此我们在初始逼近过程中仅考虑了太阳的引力作用, 忽略了小天体引力和其他摄动力. 若令探测器相对小行星的初末端位置矢量分别为 $\mathbf{r}_1$ 和 $\mathbf{r}_T$, 滑移制导过程中每次脉冲作用位置 $\mathbf{r}_i$ 及时间 t_i 分别为

$$\begin{cases} \mathbf{r}_i = \mathbf{r}_T - d_i \mathbf{D}, \\ t_i = (i-1)T/N, \quad i = 1, \dots, N, \end{cases} \quad (5)$$

式中, d_i 表示第 i 次脉冲相对终端位置的相对距离, $\mathbf{D}$ 表示探测器前进方向的单位矢量为

$$\mathbf{D} = \frac{\mathbf{r}_T - \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_T - \mathbf{r}_1|}. \quad (6)$$

假设 d 和 $\dot{d}$ 分别为探测器与终端位置的相对距离以及相对距离变化率, 即 $d = r - r_T$, $\dot{d} = \dot{r} - \dot{r}_T$, 多脉冲滑移逼近制导策略的关键在于通过设计滑移制导律, 从而

图2 多脉冲逼近制导策略示意图

Figure 2 Sketch map of multi-impulse sliding guidance law.

确定探测器在整个逼近过程中相对位置的变化规律, 若要保证接近过程中的视线角保持不变, 应采用直线型逼近轨道, 整个逼近过程中施加脉冲的位置点始终约束在相对位置连线上, 即

$$\dot{d} = a d + \dot{d}_T. \quad (7)$$

将初值条件 d_0 及 $\dot{d}_0$ 代入其中, 可以得到 $a = (\dot{d}_0 - \dot{d}_T)/d_0 < 0$, 从而得相对距离 $d(t)$ 随时间的变化关系为

$$d(t) = d_0 e^{at} + \dot{d}_T (e^{at} - 1) / a. \quad (8)$$

总逼近时间 T 为

$$T = \ln(\dot{d}_T / \dot{d}_0) / a. \quad (9)$$

由于相对距离变化随时间呈指数关系, 因此该制导策略又称为指数滑移策略, 设第 i ($i=2, \dots, N-1$)个脉冲点前后探测器的速度 $\mathbf{v}_i^-$ 和 $\mathbf{v}_i^+$ 可表示为

$$\begin{cases} \mathbf{v}_i^+ = \mathbf{T}_{rv}^{-1}(t)(\mathbf{r}_{i+1} - \mathbf{T}_{rr}(t)\mathbf{r}_i), \\ \mathbf{v}_i^- = \mathbf{T}_{rv}(t)\mathbf{r}_{i-1} + \mathbf{T}_{vv}(t)\mathbf{v}_{i-1}^+, \end{cases} \quad (10)$$

其中, $\mathbf{T}$ 为系统的状态转移矩阵及其分块形式,

$$\mathbf{X}(t_f) = \mathbf{T}(t_f, t_0, \theta_0) \mathbf{X}(t_0), \quad (11)$$

$$\mathbf{T}(t_f, t_0, \theta) = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_{rr} & \mathbf{T}_{rv} \\ \mathbf{T}_{vr} & \mathbf{T}_{vv} \end{bmatrix}. \quad (12)$$

通过脉冲前后速度矢量之差可以得到每次施加的脉冲矢量 $\Delta \mathbf{v}_i$, 再根据探测器初始状态约束即可得到第一次和最后一次脉冲所需速度大小 Δv_1 和 Δv_N , 进而求得逼近过程的总速度增量:

$$\Delta V = \sum_{i=1}^N \Delta v_i. \quad (13)$$

2.3 基于重构迭代的受摄逼近轨道设计

由于逼近轨道的距离较远, 逼近时间较长, 采用线性化方程的逼近轨道终端状态与设计结果有差异. 同时, 探测器在转移过程中也受到小天体引力、太阳光压和第三体引力等摄动力的影响. 因此需要考虑受摄逼近轨道. 本文提出一种基于重构迭代的受摄逼近轨道设计方法. 先设计出无摄动的多脉冲逼近轨道, 然后在考虑摄动的高精度模型下对每次机动后的轨迹进行重新规划, 模型考虑小天体的不规则形状引力、太阳光压作用和地木等第三体引力摄动, 重构迭代的逼近方法如图3所示. 假设理想逼近轨迹还剩余 $N-1-n$ 段, 那么以该点为起点, 以目标终端点为末端点迭代设计 $N-1-n$ 段逼近轨迹. 其中需施加脉冲次数为 $N-n$ 次, 剩余总转移时间为 $T(N-n)/(N-1)$, 当探测器运行至下一次机动点时, 重复采用同样的设计思路剩余部分

图3 (网络版彩图)重构迭代受摄逼近轨道示意图

Figure 3 (Color online) Sketch map of reconstruction approaching trajectory in perturbation environment.

的逼近轨道, 直至修正到最后终端点.

采用该重构迭代, 摄动造成的误差不会随机动次数的增加而增大. 逼近过程中实际的误差仅与最后一次机动后的转移时间有关, 明显降低了摄动力造成的终端误差, 提高了逼近轨道的精确性.

2.4 小行星2016 HO3逼近轨道设计

以弱引力慢自旋小行星2016 HO3作为探测目标, 开展逼近轨道设计, 对2.3节提出的方法进行验证. 2016 HO3为近年来新发现的一颗地球准卫星^[1], 具有和地球相同的轨道周期, 在日-地旋转坐标系下小行星轨道环绕地球运动. 根据观测确定的参数, 小行星的直径约40 m, 自旋周期0.467 h. 估算小行星2016 HO3的引力影响球范围约为200 m.

通过发射窗口搜索可以获得地球-2016 HO3最优的星际转移机会, 从而确定探测器逼近小行星2016 HO3的时间和初始状态. 根据搜索得2023年的转移机会如表1所示.

根据转移方案计划从探测器距离小行星约 1×10^5 km开始执行逼近操作, 接近至距离小行星约100 km, 选择6次脉冲逼近轨道, 探测器在相对坐标系下的初始和终端状态如表2所示. 此外, 探测器的初始相对位置变化率为 $\dot{d}_0 = -250$ m/s. 令终端相对位置变化率 $\dot{d}_T = -10$ m/s, 根据式(9)可得逼近过程的总时间为15.5 d.

采用重构迭代方法得到的小行星多脉冲逼近轨道如图4所示. 由于小行星的轨道半长轴较大, 探测器与小行星的相对距离相比于小行星日心轨道尺寸较小, 整个逼近轨道呈现近似“直线”特征. 每段转移轨迹历时相等, 整个逼近段距离会随着相对速度的减少而逐渐缩短. 其中第一次和最后一次脉冲点分别对应逼近

表1 小行星2016 HO3转移方案

Table 1 Transfer scheme for asteroid 2016 HO3

参数	取值
地球出发时间	2022-05-29
小行星交会时间	2023-05-22
总速度增量 (km/s)	0.830
交会速度增量 (km/s)	0.465

表 2 逼近轨道的初始与终端状态

Table 2 Initial and terminal states of the approaching trajectory

参数	取值
$\mathbf{x}_0$ (km)	$[1.041, -9.916, -0.749] \times 10^4$
$\mathbf{v}_0$ (km/s)	$[-0.068, 0.458, 0.036]$
$\mathbf{x}_T$ (km)	$[14.017, -100.341, 0.001]$
$\mathbf{v}_T$ (km/s)	$[-8.152, -4.3735, 0] \times 10^{-6}$

图 4 (网络版彩图)指数滑移多脉冲逼近轨道

Figure 4 (Color online) Exponential sliding multi-impulse approaching trajectory.

过程的起点和终点. 6次脉冲的速度增量分别为 $\Delta \mathbf{v}_0=0.280$ km/s, $\Delta \mathbf{v}_1=0.088$ km/s, $\Delta \mathbf{v}_2=0.046$ km/s, $\Delta \mathbf{v}_3=0.024$ km/s, $\Delta \mathbf{v}_4=0.012$ km/s, $\Delta \mathbf{v}_5=0.014$ km/s, 其中第一次脉冲所需的速度增量最大, 然后脉冲逐次递减, 最后一次脉冲所需的速度增量为14.05 m/s. 逼近过程的总燃料消耗为466.42 m/s, 略大于星际转移轨道的交会速度, 但采用多脉冲逼近, 可有效降低交会误差, 同时避免了由于单次制动失效导致探测器与小行星错过交会窗口的风险.

逼近过程的总时间可以作为设计变量, 从而使得整个减速逼近过程的时间和速度增量均可调, 进而满足任务要求.

3 小行星伴飞与慢飞越轨道设计

通过滑移逼近策略, 探测器可以实现从距离小行星 10×10^4 km量级至10 km量级的逼近过程, 此时探测器仍位于小行星的影响球外部, 未被小行星捕获. 对

于初次探测的小行星, 受限于地面观测的精度和时限, 对小行星的参数测量存在较大的误差. 由于模型不确定性, 直接开展小行星附近的探测活动存在较大的风险, 因此探测器先与小行星保持一定的距离伴飞^[2], 对小行星进行初步观测和成像, 确定小行星的物理参数和形状模型, 然后通过小天体引力场内的多次双曲线慢飞越测量小天体的质量并进行全球成像, 为后续的探测轨道设计和任务规划提供准确的数据. 本节首先基于相对运动方程解析解, 设计一种相对小行星形成周期与小行星绕日公转周期一致的伴飞轨道. 绕飞轨道周期远大于小行星的自转周期, 探测器可以在有限时间内实现小行星全局观测和形状模型的构建. 然后给出采用慢飞越轨道实现小天体质量和引力场测量的轨道方案, 并提出一种利用慢飞越实现小行星全球观测的轨道设计方法, 建立飞越速度和飞越高度与飞越时间的联系. 最后以小行星2016 HO3为目标进行验证.

3.1 小行星伴飞轨道设计

首先建立相对运动系数与伴飞轨道参数间的关系, 若假设探测器不施加控制, 且忽略各种摄动力对探测器的影响, 相对运动方程(4)的任意真近点角 θ_0 邻域内存在解析解^[3],

$$\begin{cases} x(\theta) = \sin\theta [d_1 e + 2d_2 e^2 H(\theta)] \\ \quad - \cos\theta [d_2 e / (1 + e \cos\theta)^2 + d_3], \\ y(\theta) = [d_1 + 2d_2 e H(\theta) + d_4 / (1 + e \cos\theta)] \\ \quad + \sin\theta [d_3 / (1 + e \cos\theta) + d_3] \\ \quad + \cos\theta [d_1 e + 2d_2 e^2 H(\theta)], \\ z(\theta) = \sin\theta [d_5 / (1 + e \cos\theta)] \\ \quad + \cos\theta [d_6 / (1 + e \cos\theta)], \end{cases} \quad (14)$$

其中, $H(\theta) = \int_{\theta_0}^{\theta} \frac{\cos\theta}{(1 + e \cos\theta)^3} d\theta$, d_i 为积分常数, 可通过初始状态确定.

伴飞轨道设计的实质是在消除解析解中的长期项, 只保留周期项和常值项, 从而得到稳定的周期轨道. 由于探测器的相对运动方程在xy平面内和xy平面外的运动相互独立, 因此可单独设计. 定义 p_1 - p_6 参数, 建立轨道设计参数与轨道形状的直观联系:

$$\begin{cases}
 p_1 = d_1 + d_4 = x(\theta_0)\sin\theta_0(1 + \rho(\theta_0))^2 / e \\
 \quad + y(\theta_0)[\rho(\theta_0)\cos^2\theta_0 - \sin^2\theta_0] \\
 \quad - x'(\theta_0)\cos^2\theta_0(1 + \rho(\theta_0)) \\
 \quad + y'(\theta_0)\rho(\theta_0)(1 + \rho(\theta_0))\sin\theta_0 / e, \\
 p_2 = d_1 e = x(\theta_0)\sin\theta_0 + x'(\theta_0)\cos\theta_0, \\
 p_3 = d_3 = -2x(\theta_0)\rho(\theta_0) / e \\
 \quad + y(\theta_0)\sin\theta_0 - y'(\theta_0)\rho(\theta_0) / e, \\
 p_4 = d_2(\theta_0)^2 = \rho x(\theta_0) / e^2 \\
 \quad + \rho(\theta_0)^3(x(\theta_0) + y'(\theta_0)) / e^2 \\
 \quad + \rho(\theta_0)^2\sin\theta_0(x'(\theta_0) - y(\theta_0)) / e, \\
 p_5 = d_5 = z(\theta_0)\sin\theta_0 + z'(\theta_0)\rho(\theta_0)\cos\theta_0, \\
 p_6 = d_6 = z(\theta_0)(e + \cos\theta_0) - z'(\theta_0)\rho(\theta_0)\sin\theta_0.
 \end{cases} \quad (15)$$

参数 p_1 - p_6 完全表征了自然周期相对轨道的轨道特性. 其中参数 p_1 - p_3 决定了 xy 平面内的运动, p_5 , p_6 决定了 xy 平面外的运动. 绕飞轨道的中心点在 y 轴方向上的偏移程度由参数 p_1 表征, 偏离距离的范围为 $[p_1/(1+e), p_1/(1-e)]$; 绕飞轨迹在 xy 平面内的尺寸大小由其基准圆决定, 其半径为 $R = \sqrt{p_2^2 + p_3^2}$. 轨道在 z 轴方向上的偏离程度由参数 p_5 和 p_6 表征, 度量该距离的基准可定义为 $Z = \sqrt{p_5^2 + p_6^2}$. 将上述参数代入方程(15)中, 可求得伴飞运动方程为

$$\begin{cases}
 x(\theta) = p_2 \sin\theta - p_3 \cos\theta, \\
 y(\theta) = p_1 / \rho(\theta) + (1 / \rho(\theta) + 1)(p_2 \cos\theta - p_3 \sin\theta), \\
 z(\theta) = p_5 \sin\theta / \rho(\theta) + p_6 \cos\theta / \rho(\theta), \\
 x'(\theta) = p_2 \cos\theta + p_3 \sin\theta, \\
 y'(\theta) = p_1 \frac{e \sin\theta}{\rho(\theta)^2} - p_2 \frac{\sin\theta}{\rho(\theta)^2} \\
 \quad + p_3 \frac{e \sin^2\theta}{\rho(\theta)^2} + p_3 \cos\theta \left(\frac{1}{\rho(\theta)} + 1 \right), \\
 z'(\theta) = p_5 \frac{e + \cos\theta}{\rho(\theta)^2} - p_6 \frac{\sin\theta}{\rho(\theta)^2}.
 \end{cases} \quad (16)$$

从而建立伴飞距离与伴飞速度间的关系. 通过选择参数 p_1 - p_6 , 即可设计探测器相对小行星的自然绕飞轨道.

3.2 小行星慢飞越轨道设计

经过伴飞轨道实现对小天体形状模型的探测和自旋轴的确定后, 通过引力场范围内的慢飞越轨道可以实现对小天体质量的初步估计^[4], 本文针对快自旋小行星2016 HO3, 采用3次慢飞越的方式, 分别对小天体的质量、低阶球谐系数进行估计, 并对表面信息进行全球成像, 3次飞越的示意图如图5所示.

其中第一次飞越用于质量系数的估计. 在飞越过程中, 通过地球的多普勒测量探测器在地球-探测器连线方向 $\hat{\rho}$ 的速度变化, 同时通过探测器的光学测量和激光雷达获得探测器相对小行星的位置信息. 根据Anderson^[5]的研究, 当探测器相对小天体的双曲线速度方向与地球-探测器连线垂直且轨道近心点位于地球-小天体之间时, 对速度变化的测量最准确, 因此首次飞越不考虑小天体的自转轴方向, 仅考虑小天体与地球的相对位置关系进行双曲线飞越轨道设计.

假设双曲线速度为 V_∞ , 探测器相对小天体的近心点距离为 b_∞ . 根据能量守恒原理, 探测器相对小天体飞越前后的双曲线速度不变. 利用多普勒雷达可测得双曲线速度沿 $\hat{\rho}$ 的速度变化 ΔV_m , 进而求得双曲线的速度变化 ΔV_∞ 和 ΔV_∞ 与其垂直于 $\hat{\rho}$ 方向分量的夹角 θ_D , 三者满足等式^[5]:

$$\Delta V_\infty = \frac{\Delta V_m}{\sin\theta_D}. \quad (17)$$

根据二体动力学可得小天体的质量系数 μ_a :

$$\mu_a = \frac{V_\infty^2 b_\infty \Delta V_\infty}{\sin\theta_D \sqrt{4V_\infty^2 - \Delta V_\infty^2}}. \quad (18)$$

图 5 (网络版彩图)三次双曲线飞越示意图

Figure 5 (Color online) Diagram of three hyperbolic flyby.

进一步分析质量测量的不确定性可得

$$\sigma_{\mu} = \frac{V_{\infty} b_{\infty} \sigma_{\Delta V_{\infty}}}{2 \sin \theta_D}. \quad (19)$$

由方程(19)可知, 小天体的质量测量不确定性与探测器的飞越距离及飞越速度正相关, 降低飞越距离和飞越速度可提供测量的精度.

首次慢飞越仅对小天体的质量进行测量, 而利用第二次飞越测量可实现对小天体的低阶球谐系数, 特别是 C_{20} 的测量. 由于小行星2016 HO3为快自旋天体, C_{22} 对探测器运动的影响有限, 而 C_{20} 与经度无关, 仅与纬度有关. 根据球谐方程可知, 由 C_{20} 产生的加速度摄动大小 $a_{C_{20}}$ 为^[6]

$$a_{C_{20}} = \frac{3\mu_a R_b}{2r} |C_{20}| \sqrt{5 \sin^4 \phi - 2 \sin^2 \phi + 1}, \quad (20)$$

式中, ϕ 表示小天体固连系下的纬度. $a_{C_{20}}$ 在 $\phi=0^\circ$ 和 $\phi=\pm 90^\circ$ 时取得极大值, 即在小天体的赤道和两极附近 C_{20} 项产生的引力摄动作用最明显^[6]. 因此在第二次飞越中设计3个双曲线弧段分别飞越小天体的南北极和赤道区域, 实现对 C_{20} 进行测量, 第二次飞越如图5所示.

最后, 采用一次双曲线飞越对小天体进行近距离探测. 由于小天体的自旋较快, 单次飞越较难实现对全球的测量, 因此设计多个在南北极间运动的双曲线轨道, 每个轨道弧段的时间是小天体自旋周期 T_b 的整数倍, 同时各弧段飞越赤道时刻对应的小天体经度等间隔分布, 保证考虑小天体自转后探测器每次飞越覆盖的区域均不相同, 通过多次飞越, 即可实现对目标的覆盖.

为了满足该目标需要对探测器每次飞越对应的速度和高度进行设计, 忽略小天体非球型对飞越时间的影响, 根据二体动力学可知每次飞越弧段对应的时长为

$$t_{\infty} = 2 \frac{\mu_a}{V_{\infty}^3} (e \sinh F - F), \quad (21)$$

$$e = 1 - \frac{b_{\infty} V_{\infty}^2}{\mu_a}, \quad (22)$$

式中, F 为双曲线的偏近点角. 双曲线轨道的始末真近点角为 $\nu=\pm 90^\circ$, 增加飞行时间约束 $t_{\infty} = n T_b$, n 为整数可以建立关于 b_{∞} 和 V_{∞} 的关系式, 通过选定 n , b_{∞} 求解 V_{∞} 即可得每次飞越所需的速度增量.

3.3 小行星2016 HO3伴飞与慢飞越轨道设计

基于逼近轨道的末端点设计小行星2016 HO3伴飞轨道, 并对伴飞轨道参数进行分析. 在平面内的绕飞轨道首先需要考虑的参数为中心偏移量 p_1 , 中心偏移量决定了小行星所处绕飞轨道中心的偏移位置. 选定 $p_2=60$ km, $p_3=80$ km且 $p_5=p_6=0$ km, 改变 p_1 的取值获得的一组自然绕飞轨道如图6所示. 自然绕飞轨道在 xy 平面内随着参数 p_1 的增大, 有沿 y 轴偏移的趋势, 即相对于中心天体偏移距离逐渐增大.

其次, 选定 $p_1=0$ km, $p_5=p_6=0$ km, 改变 p_2 与 p_3 的取值, 即改变 xy 平面内的基准圆半径 $R = \sqrt{p_2^2 + p_3^2}$ 的取值时获得的一组伴飞轨道如图7所示. 在仅改变基准圆半径 R 的过程中, 伴飞轨道在 xy 平面内随着参数 R 的增大轨道尺寸逐渐增大, 由式(16)可知, 由于参数 $p_1=0$ km且令 p_2 与 p_3 成比例变化, 故在该系列伴飞轨道中, p_2 与 p_3 的取值的变化倍数与使横纵坐标产生变化的倍数一致, 即对于 $p_2=p_3=i$ ($i=1, \dots, 8$)的伴飞轨道, 其横纵坐标均为相同真近点角下 $p_2=p_3=1$ 时横纵坐标的 i 倍. 小行星的伴飞轨道为不规则的环形轨迹, 但该轨道的几何特性可由参数 p_1-p_6 完全表征, 故可根据探测目标的大小及探测任务的需求选取合适的 p_1-p_6 , 对伴飞轨道进行合理的初步设计.

最后对双曲线慢飞越轨道进行设计, 假设小行星密度均匀, 质量 5.36×10^7 kg. 选择不同的飞越时间和飞越距离, 根据式(22)求解对应的飞越速度. 由于小天

图6 (网络版彩图)不同偏移量所对应的伴飞轨道
Figure 6 (Color online) Accompany orbits with different offsets.

图 7 (网络版彩图)不同尺寸的相对绕飞轨道
Figure 7 (Color online) Accompany orbits with different sizes.

体的自旋较快且引力较弱, 与小天体自旋同步的双曲线飞越轨道时间较短, 相对小行星近似直线. 因此双曲线轨道的飞越时间需为多倍小天体自转周期的. 选定飞越时间分别为15, 20, 25和30倍周期, 改变飞越距离, 对应的飞越速度变化如图8所示. 由于小天体引力较弱, 对应的飞越速度均在厘米/秒量级. 随着飞越距离的增大, 相同飞越时间所需的飞越速度将减小, 同时随着飞越距离的增大, 双曲线将逐渐趋近于直线, 无法满足飞越的相角约束. 增大飞越时间, 所需的飞越速度也将相应增大, 且满足约束的飞越距离也将相应增大, 但随着双曲线轨道张角的增大, 探测器与小天体的距

图 8 (网络版彩图)不同飞越距离和飞越时间对应的飞越速度变化
Figure 8 (Color online) Change of flyby velocity with different flyby distances and flyby duration.

离也明显增大.

根据图8的结果, 分别设计不同飞越距离和时间的双曲线轨道如图9所示. 其中飞越距离50 m的轨道对应的飞越时间为20倍自转周期, 采用6个弧段实现, 每个弧段相隔 60° , 完成整次飞越所需的时间2.33 d, 对应的速度增量小于0.1 m/s. 飞越距离80 m的轨道对应的飞越时间为30倍自转周期, 采用4个弧段实现, 每个弧段相隔 90° , 任务总时间相同, 对应的速度增量略小于第一种方案, 但均可忽略不计. 从图中可以看出, 减小飞越距离可以提高对小天体的观测精度, 但同时也增加了发生碰撞的风险, 在任务设计中需要在安全和成像精度间进行权衡, 或采用不同飞越距离的双曲线轨道组合探测, 逐步接近小天体, 实现全球成像.

4 小行星悬停控制

探测器经伴飞轨道对小行星的物理特性进行初步建模并利用慢飞越双曲线轨道测量小行星引力场参数后和表面成像后, 为了对小天体的局部区域进行精细观测和高分辨率的成像, 采用悬停轨道是较好的选择. 利用小天体的动力学平衡点可以在特定区域实现悬停^[7-9], 但小天体附近的平衡点数量有限且分布区域有一定限制. 为了实现在小行星附近任意点实现悬停, 探测器需要施加主动控制. 由于小行星的动力学环境复

图 9 (网络版彩图)不同飞越距离的慢飞越轨道. (a) $b_\infty=50$ m; (b) $b_\infty=80$ m
Figure 9 (Color online) Slow-flyby trajectory with different flyby distance. (a) $b_\infty=50$ m; (b) $b_\infty=80$ m.

杂, 模型的不确定性大, 要求悬停控制具有较好的鲁棒性, 避免未知扰动和其他摄动力给探测器的运动带来碰撞风险. 本节基于自适应鲁棒控制^[10], 设计适用于小行星固连坐标系下任一点或区域的悬停控制律, 实现扰动存在上界的悬停稳定控制.

4.1 基于自适应鲁棒的悬停控制

由于定点悬停要求探测器与小行星保持长时间的相对静止, 因此建立小行星固连坐标系 $O\text{-}XYZ$ 进行控制律设计, 其中 $O\text{-}XYZ$ 的坐标轴分别为小天体的惯性主轴, 这里考虑绕主轴旋转的小行星且小行星的自旋速度不变, 则探测器在固连系下的动力学方程可以表示为

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{r}}_s = \mathbf{v}_s, \\ \dot{\mathbf{v}}_s = 2\boldsymbol{\omega}_a \times \mathbf{v}_s + \boldsymbol{\omega}_a \times (\boldsymbol{\omega}_a \times \mathbf{r}_s) + \mathbf{a}_g(\mathbf{r}_s) + \mathbf{a}_c + \mathbf{a}_p, \end{cases} \quad (23)$$

式中, $\mathbf{r}_s$, $\mathbf{v}_s$ 分别为探测器在固连系下的位置和速度矢量, $\boldsymbol{\omega}_a$ 为小行星的自旋角速度, $\mathbf{a}_g$ 为小行星的引力加速度, $\mathbf{a}_c$ 和 $\mathbf{a}_p$ 分别为探测器的控制加速度和扰动加速度.

对于方程中的扰动项 $\mathbf{a}_p$, 可以分解为

$$\mathbf{a}_p = \mathbf{a}_{p1} + \mathbf{a}_{p2}, \quad (24)$$

式中, $\mathbf{a}_{p1}$ 为已知模型的扰动力, 如太阳光压摄动 $\mathbf{a}_{SRP}$, 第三体引力摄动 $\mathbf{a}_{nth}$ 等. 其中^[11]

$$\mathbf{a}_{SRP} = P_{SR} a_U^2 C_R \left(\frac{A_R}{m} \right) \frac{\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_a}{|\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_a|^3}, \quad (25)$$

式中, $P_{SR} = 4.560 \times 10^{-6} \text{ N/m}^2$ 为作用在离太阳一个天文单位(AU)处太阳光压强度, $a_U = 1.496 \times 10^8 \text{ km}$ 为一个天文单位, C_R 为探测器的表面反射系数, $\mathbf{r}_a$ 为小行星指向太阳的位置矢量, m 为探测器的质量, A_R 为与垂直于阳光方向的探测器的横截面积, κ 为阴影因子.

$$\mathbf{a}_{nth} = \frac{3\mu_{th}}{d_{th}^3} (\mathbf{d}_{th} \cdot \mathbf{r}_s) \mathbf{d}_{th} - \frac{\mu_{th}}{d_{th}^3} \mathbf{r}_s, \quad (26)$$

式中, μ_{th} 表示第三天体的引力常数, $\mathbf{d}_{th}$ 表示小行星指向第三天体的位置矢量.

$\mathbf{a}_{p2}$ 表示未知的扰动加速度项, 包括多面体建模误差、未知扰动误差等所有不确定项. 这里假设对于某一确定小天体目标, $\mathbf{a}_{p2}$ 为有界量, $\|\mathbf{a}_{p2}\| \leq M$, M 表示未知扰动项的上界.

假设探测器期望的悬停位置为 $\mathbf{r}_{sd}$, 则定义误差

向量:

$$\mathbf{e} = \mathbf{r}_s - \mathbf{r}_{sd}. \quad (27)$$

可得

$$\dot{\mathbf{e}} = \dot{\mathbf{r}}_s - \dot{\mathbf{r}}_{sd} = \mathbf{v}_s. \quad (28)$$

同时定义向量:

$$\mathbf{s} = \dot{\mathbf{e}} + k_1 \mathbf{e}, \quad (k_1 > 0). \quad (29)$$

则通过设计控制律 $\mathbf{a}_c$:

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_c = & -k_2 \mathbf{s} - 2\boldsymbol{\omega}_a \times \mathbf{v}_s - \boldsymbol{\omega}_a \times (\boldsymbol{\omega}_a \times \mathbf{r}_s) - \mathbf{a}_g(\mathbf{r}_s) \\ & - \mathbf{a}_{p1} - \frac{\mathbf{s}}{\|\mathbf{s}\|} M + \dot{\mathbf{v}}_{sd} - k_1 (\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_{sd}), \end{aligned} \quad (30)$$

可以实现 $t \rightarrow \infty$ 时, $\mathbf{e} \rightarrow \mathbf{0}$ 且 $\dot{\mathbf{e}} \rightarrow 0$, 即探测器将收敛于期望的悬停点并保持稳定.

证明:

取候选 Lyapunov 函数为

$$V = \frac{1}{2} \mathbf{s}^T \mathbf{s}. \quad (31)$$

则求导可得

$$\dot{V} = \dot{\mathbf{s}}^T \mathbf{s} = \mathbf{s}^T \dot{\mathbf{s}}. \quad (32)$$

对式(28)和(29)求导可得

$$\ddot{\mathbf{e}} = \dot{\mathbf{v}}_s - \dot{\mathbf{v}}_{sd}, \quad (33)$$

$$\dot{\mathbf{s}} = \ddot{\mathbf{e}} + k_1 \dot{\mathbf{e}}. \quad (34)$$

代入式(32)可得

$$\dot{V} = \mathbf{s}^T (\ddot{\mathbf{e}} + k_1 \dot{\mathbf{e}}) = \mathbf{s}^T (\dot{\mathbf{v}}_s - \dot{\mathbf{v}}_{sd} + k_1 \mathbf{v}_s). \quad (35)$$

将 $\dot{\mathbf{v}}_s$ 表达式代入式(35)得

$$\begin{aligned} \dot{V} = & \mathbf{s}^T [2\boldsymbol{\omega}_a \times \mathbf{v}_s + \boldsymbol{\omega}_a \times (\boldsymbol{\omega}_a \times \mathbf{r}_s) \\ & + \mathbf{g}(\mathbf{r}_s) + \mathbf{a}_c + \mathbf{a}_p - \dot{\mathbf{v}}_{sd} + k_1 \mathbf{v}_s]. \end{aligned} \quad (36)$$

从而得

$$\begin{aligned} \dot{V} = & \mathbf{s}^T [2\boldsymbol{\omega}_a \times \mathbf{v}_s + \boldsymbol{\omega}_a \times (\boldsymbol{\omega}_a \times \mathbf{r}_s) + \mathbf{g}(\mathbf{r}_s) \\ & + \mathbf{a}_c + \mathbf{a}_{p1} + \mathbf{a}_{p2} - \dot{\mathbf{v}}_{sd} + k_1 \mathbf{v}_s]. \end{aligned} \quad (37)$$

将控制律 $\mathbf{a}_c$ 代入式(37), $\dot{V}$ 可以表示为

$$\dot{V} = \mathbf{s}^T \left(-k_2 \mathbf{s} + \mathbf{a}_{p2} - \frac{\mathbf{s}}{\|\mathbf{s}\|} M \right) = -k_2 \mathbf{s}^T \mathbf{s} + \mathbf{s}^T \left(\mathbf{a}_{p2} - \frac{\mathbf{s}}{\|\mathbf{s}\|} M \right). \quad (38)$$

考虑到 $\|\mathbf{a}_{p2}\| \leq M$, 可得

$$\mathbf{s}^T \mathbf{a}_{p2} \leq \|\mathbf{s}\| M = \mathbf{s}^T \frac{\mathbf{s}}{\|\mathbf{s}\|} M. \quad (39)$$

从而得

$$\dot{V} \leq 0. \quad (40)$$

结合式(31)所定义, 得知 V 有界, 进而 $\int_0^\infty \|\dot{\mathbf{s}}\|^2 dt$ 有界. 根据定义得 $\dot{\mathbf{e}}$ 和 $\ddot{\mathbf{e}}$ 均有界, 从而由(34)知 $\dot{\mathbf{s}}$ 有界, 故 $\mathbf{s}$ 一致连续. 根据Barbalat引理^[12]可知, 当 $t \rightarrow \infty$ 时, $\mathbf{s} \rightarrow \mathbf{0}$, 根据式(29)得 $\mathbf{e} \rightarrow \mathbf{0}$ 且 $\dot{\mathbf{e}} \rightarrow \mathbf{0}$, 即控制器能够实现对悬停点的位移和速度零误差跟踪. 证明了该自适应控制方法可以实现对动力学环境不确定下的小行星定点悬停. 而通过设计探测器在不同悬停点间的周期性运动, 则可以进一步区域悬停. 下文将分别设计小行星2016 HO3的定点和区域悬停轨道, 验证算法的可行性.

4.2 2016 HO3定点悬停轨道

首先设计定点悬停轨道, 选取探测器的期望悬停点为 $[-26.28, -9.89, 16.12]$ m, 初始位置误差为0.5 m, 相对速度误差0.005 m/s. 考虑太阳摄动力和太阳光压作用, 探测器的面积 $A=1.77 \text{ m}^2$, 质量100 kg. 由于2016 HO3的形状模型和引力场数据尚不清楚, 采用小行星101955Bennu的多面体模型等比缩放后代替, 并考虑5%的随机误差作为未建模误差. 探测器的悬停时间为 $T=2 \text{ h}$. 控制律参数选择为 $k_1=0.01$, $k_2=0.01$, $M=1 \times 10^{-5} \text{ m/s}^2$. 悬停误差和控制加速度变化分别如图10和11所示.

由于初始位置和速度误差的存在, 探测器在初始段的悬停误差较大, 约1000 s后探测器通过控制律收敛至期望悬停点, 并始终保持在其附近, 位置误差小

图 10 (网络版彩图)悬停位置速度误差
Figure 10 (Color online) Position and velocity errors for hover orbit.

图 11 (网络版彩图)控制加速度变化曲线
Figure 11 (Color online) Change of control acceleration.

于3 cm, 速度误差小于1 mm/s. 为了修正位置误差, 控制加速度在初期较大, 但维持阶段加速度小于 $5 \times 10^{-7} \text{ m/s}^2$, 在动力学环境存在不确定性的情况下可以较好地实现探测器的悬停控制, 证明了控制律具有较好的抗扰能力.

最后分别在小行星附近选择3个悬停点A, B, C, 图12给出了由3个悬停点组成的区域悬停轨道, 探测器在3个点间的转移时间均为1 h, 利用自适应鲁棒控制律, 可以有效实现在区域悬停, 从而对小行星表面的局部区域进行精细探测, 为着陆和采样任务做准备^[13,14].

图 12 (网络版彩图)2016 HO3附近区域悬停轨道
Figure 12 (Color online) Local hovering orbit in the vicinity of 2016 HO3.

5 结论

本文结合我国未来小行星探测任务构想, 以弱引力快自旋小行星2016 HO3为背景, 针对小天体近轨操作过程中的轨道动力学与控制问题开展研究. 首先考虑路径约束和视线角约束, 采用滑移制导律设计了小行星多脉冲逼近轨道, 并提出了一种抗扰动的重构迭代逼近策略, 实现从 1×10^5 km量级至约10 km量级的接近, 并对小行星附近环境探测. 其次, 分别设计了探测

器相对小行星的伴飞和慢飞越轨道, 建立了伴飞轨道运动方程, 并给出利用慢飞越实现小行星全球观测的轨道设计方法, 实现对小行星形状及引力场的初步测量. 最后, 设计了自适应鲁棒控制律, 实现考虑太阳光压等摄动力以及模型不确定情况下小行星附近任意点或区域的悬停控制, 为小行星的局部区域精细探测和成像提供条件. 针对小行星2016 HO3的仿真结果验证了本文提出的近轨操作控制方法的可行性, 研究内容可为我国未来的小行星探测任务提供参考.

参考文献

- de la Fuente Marcos C, de la Fuente Marcos R. Asteroid (469219) 2016 HO3, the smallest and closest Earth quasi-satellite. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 462: 3441–3456, arXiv: [1608.01518](#)
- Gong S P, Li J F, Baoyin H X. Utilization of constant low thrust for control of spacecraft near asteroid (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2011, 41: 1224–1229 [龚胜平, 李俊峰, 宝音贺西. 小天体伴飞的常推力控制. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2011, 41: 1224–1229]
- Cui H Y, Li J F, Gao Y F. Error analysis of Lawden's equation in satellite formation flying (in Chinese). *Eng Mech*, 2006, 23: 188–192 [崔海英, 李俊峰, 高云峰. 卫星编队飞行中Lawden方程的误差分析. 工程力学, 2006, 23: 188–192]
- Takahashi Y, Scheeres D J. Small-body postrendezvous characterization via slow hyperbolic flybys. *J Guid Control Dyn*, 2011, 34: 1815–1827
- Anderson J D. Feasibility of determining the mass of an asteroid from a spacecraft flyby. In: *International Astronomical Union Colloquium, Volume 12 (Physical Studies of Minor Planets)*. NASA Special Publication, 1971. 577–583
- Takahashi Y, Broschart S, Lantoine G. Flyby characterization of lower-degree spherical harmonics around small bodies. In: *AIAA/AAS Astrodynamics Specialist Conference*, 4–7, August 2014. San Diego, 2014
- Jiang Y, Li J F. Secret of equilibrium points in the vicinity of an asteroid (in Chinese). *Mech Eng*, 2017, 39: 509–515 [姜宇, 李俊峰. 小天体平衡点之谜. 力学与实践, 2017, 39: 509–515]
- Jiang Y, Baoyin H X, Wang X Y, et al. Order and chaos near equilibrium points in the potential of rotating highly irregular-shaped celestial bodies. *Nonlinear Dyn*, 2016, 83: 231–252
- Yu Y, Baoyin H X. Generating families of 3D periodic orbits about asteroids. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 427: 872–881
- Scheeres D J. Orbital mechanics about small bodies. *Acta Astronaut*, 2012, 72: 1–14
- Li X, Qiao D, Li P. Bounded trajectory design and self-adaptive maintenance control near non-synchronized binary systems comprised of small irregular bodies. *Acta Astronaut*, 2018, 152: 768–781
- Min Y Y, Liu Y G. Barbalat Lemma and its application in analysis of system stability (in Chinese). *J Shandong Univ*, 2007, 37: 51–55 [闵颖颖, 刘允刚. Barbalat引理及其在系统稳定性分析中的应用. 山东大学学报, 2007, 37: 51–55]
- Yang H W, Bai X L, Baoyin H X. Rapid generation of time-optimal trajectories for asteroid landing via convex optimization. *J Guid Control Dyn*, 2017, 40: 628–641
- Yang H W, Bai X L, Baoyin H X. Rapid trajectory planning for asteroid landing with thrust magnitude constraint. *J Guid Control Dyn*, 2017, 40: 2713–2720

Dynamics and control of proximity operations for asteroid exploration mission

LI XiangYu^{1,2}, QIAO Dong^{1,2*}, HUANG JiangChuan³,
HAN HongWei^{1,2} & MENG LinZhi³

¹ School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;

² Key Laboratory of Autonomous Navigation and Control for Deep Space Exploration, Ministry of Industry and Information Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;

³ China Academy of Space Technology, Beijing 100094, China

In asteroid exploration mission, the spacecraft needs to execute a series of proximity operations such as approaching, accompany flying, orbiting and hovering, which are the premise and key points to achieve asteroid sample return. Based on the concept of Chinese future asteroid exploration missions, this paper studies the dynamics and control of the proximity operation. First, considering the path and line-of-sight angle constraint, the sliding guidance law is used to design the multi-impulse approaching trajectory. A reconstruction iterative strategy is proposed for the perturbation effect including the irregular shaped gravity, solar radiation pressure, and three-body perturbations. Second, in order to obtain the preliminary physical characteristics of the asteroid, the accompany orbit and slow hyperbolic flybys are designed. The equation of the relative distance and velocity of the accompany orbit is established and the families of accompany orbits with different offsets and sizes are discussed. The spin rate and preliminary shape model of the asteroid can be established during the accompany phase. Then, by slow-flybys, the mass and coefficients of the gravity field of the asteroid can be obtained. The relation between flyby velocity, flyby distance, and flyby duration are found to achieve the global mapping of the asteroid. Several kinds of slow-flyby trajectory are presented. Finally, a self-adaptive control law is designed and proved to achieve the stable hovering at any point or region near the asteroid against various perturbations and model uncertainty. Based on the control law, the fixed-point hovering and local region hovering are investigated respectively, which can be utilized to precise local exploration and imaging. The simulation results of asteroid 2016 HO3 verify the feasibility of the proposed method. The study can provide a reference for Chinese future asteroid exploration missions.

asteroid exploration, proximity operation, approaching trajectory, slow hyperbolic flyby, hovering orbit

PACS: 47.27.-i, 47.27.Eq, 47.27.Nz, 47.40.Ki, 47.85.Gj

doi: [10.1360/SSPMA-2019-0028](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2019-0028)