

短周期彗星表面水冰升华分布研究*

刘 灿^{1,2,3} 赵玉晖^{1,2,3†} 季江徽^{1,2,3‡}

(1 中国科学院紫金山天文台 南京 210023)

(2 中国科学技术大学天文与空间科学学院 合肥 230026)

(3 中国科学院行星科学重点实验室 南京 210023)

摘要 彗星是太阳系遗留的原始星子, 研究彗星彗核的演化对理解太阳系其他天体的形成和演化历史具有重要意义. 在太阳的辐射作用下, 彗星携带的挥发性成分会发生升华, 并带动尘埃运动, 造成彗核物质的损失. 因此, 彗核的升华活动对其表面形貌甚至整体形状演化都会产生影响. 从IAU (International Astronomical Union) MPC (Minor Planet Center)获取轨道数据, 并考虑了彗核的自转以及进动, 利用MONET (Mass loss-driven shape evolution model)形状演化模型对短周期彗星做数值模拟, 计算得到了短周期彗星1P/Halley、9P/Tempel 1、19P/Borrelly、67P/C-G (Churyumov-Gerasimenko)、81P/Wild 2和103P/Hartley 2在一个轨道周期内的太阳辐射能量以及表面侵蚀深度的分布, 结合其动力学参数讨论了自转、进动和公转等特性对其表面水冰升华分布的影响以及造成南北侵蚀差异的可能性.

关键词 彗星: 普通, 彗星: 升华, 彗星: 演化, 方法: 数值

中图分类号: P185; **文献标识码**: A

1 引言

太阳系内的彗星大多起源于柯伊伯带或更远的奥尔特云, 这些区域的冰质小天体受到引力扰动进而偏离原轨道进入太阳系内部成为彗星^[1]. 彗核是构成彗星的固体部分, 当靠近太阳时, 强烈的太阳辐射会加热彗核表面以及亚表层的物质, 使其升华产生气体并携带着尘埃向外喷发, 彗核周围的气体和尘埃会散射太阳光, 形成人们可观测到的彗发和彗尾^[2]. 彗星形成于太阳系边缘, 相比于内太阳系天体, 彗星经历的太阳辐射侵蚀更少、成分更为原始, 这使得彗星相关的研究成为了行星科学前沿

课题. 由于彗星的彗核质量较小, 没有如大行星那样复杂的地质活动, 因此组成彗核的物质非常接近原始太阳星云的物质^[3], 对彗核的研究能够帮助我们理解太阳系其他天体的演化历史. 地面与空间望远镜受限于探测距离的限制, 只能以较低的分辨率观测彗星, 而深空探测器能够抵达彗星并进行近距离观测, 这为我们细致地研究彗星的彗核提供了条件.

彗核的形状通常极不规则, 其中最受关注的是67P/C-G (Churyumov-Gerasimenko)的“双头形 (Bi-lobed)”彗核, 欧空局的Rosetta任务获取了大量的67P/C-G观测数据, 这使其成为被天文学

2022-02-28收到原稿, 2022-05-06收到修改稿

*国家自然科学基金项目(12073084、12150009、12033010), 中国载人航天工程巡天空间望远镜专项(CMS-CSST-2021-B08), 紫金山天文台小行星基金会资助

†zhaoyuhui@pmo.ac.cn

‡jjjh@pmo.ac.cn

家研究得最为深入的彗星. 有关“双头形”彗核的形成和演化机制, 许多工作都开展了相关研究. Massironi等^[4]对比了67P/C-G彗核重力场方向与表面分层地貌结构的法向指向之间的差异, 认为67P/C-G的双头形结构可能是由两个天体缓慢碰撞形成的. Jutzi等^[5]进行了相对低速的撞击模拟, 原始天体被撞击后碎裂为两个主要部分, 经过缓慢合并形成了双头形结构. Massironi等^[4]与Jutzi等^[5]研究的低速碰撞过程发生在太阳系早期, 而Schwartz等^[6]做了在太阳系形成任何时期都可以存在的高速撞击的研究, 他们模拟了一个天体受到高速撞击后完全瓦解为小碎片群, 并重新吸积形成双头形结构的过程. 彗核表面物质喷发对彗核本身有反冲作用, 由于形状不规则和表面物质升华的不均匀性, 彗核受到的合外力矩不为零, 从而处于加速或减速自转的状态. 对于双头形结构的彗星, 以67P/C-G为例, Hirabayashi等^[7]认为由于加速自转, 它的双头连接部分会受到更大的张力, 当自转足够快时, 可能发生坍塌或断裂的现象. 除了这种机械侵蚀效应, Matonti等^[8]考虑了物质升华造成的侵蚀效应, 并论证, 当彗核受到的太阳辐射非常强时, 物质升华侵蚀效应将在彗核形貌的演化中占主导地位.

Vavilov等^[9]提出了由物质升华造成的不规则形状彗核的演化机制. 彗核表面的光照分布取决于其轨道和自转状态. 光照越强, 物质升华越快, 在一个公转周期内, 彗核表面不同区域由于受光照程度不同, 物质升华速度不同, 彗核的形状就会变得复杂. 即使是形状规则(如椭球形状)的彗核, 在自转轴不稳定的情况下, 其表面的光照分布会发生变化, 进而每个位置的物质升华速度也会相应地改变. 若彗核物质分布不均匀, 形状会更加复杂, 最终能够形成像“双头形”这种不规则的形状.

基于在太阳辐射作用下彗核物质升华的机制, Zhao等^[10]在之前的工作中提出了小天体形貌演化模型MONET (Mass-loss-driven shape evolution model), 认为轨道偏心率、自转轴存在倾角以及彗

星在近日点和远日点处的太阳辐射通量在升华曲线的拐点两侧是造成彗核南北半球升华分布不对称的原因. Zhao等^[11]把MONET演化模型应用在柯伊伯带小天体Arrokoth的研究中, 通过模拟一氧化碳冰的升华过程, 很好地解释了Arrokoth扁平形状的成因, 并且揭示了“初始自转轴指向”这一关键因素, 它将极大地影响小天体形状演化的结果.

本文利用MONET演化模型, 通过数值模拟的方法对1颗哈雷型彗星和5颗木星族彗星的水冰升华分布进行研究. 在第2节将介绍MONET演化模型, 对于本文所研究的彗核的形状数据以及动力学参数在这一部分会给出准确描述. 第3节给出计算结果, 并且讨论水冰升华的南北不对称分布的原因以及彗星自转、进动及公转对太阳直射点造成的影响. 第4节做出总结, 对比本文所研究的6颗短周期彗星.

2 模型与方法

通常, 彗星的形状模型数据可以通过3个方法获得: (1)光变曲线反演法^[12], 使用地面望远镜对彗星进行长时间的测光观测, 通过光变曲线能够反演出彗核的几何形状, 但除近日点附近之外, 彗星在大部分时间距离地球都较远, 因此精度较差; (2)雷达反演法^[13], 使用雷达发射信号经过彗核反射后接收, 同样能够得到彗核的形状, 但由于雷达的灵敏度有限以及大部分时间地球与彗星间的距离较远, 因此分辨率较低; (3)就位探测法^[14], 人类的深空探测器直接飞行至彗星周围, 环绕彗核进行图像或高程的数据采集, 并使用这些数据推演出形状模型, 此方法得到的彗核形状精度较高.

NASA (National Aeronautics and Space Administration)的PDS (Planetary Data System)小天体节点¹保存了已被探测过的部分彗核的几何形状, 这些模型数据是以“三角面元多面体”的形式存在的, 构成多面体的三角形被称为“面元”. 形状模型数据是在彗核体固坐标系下描述的, 包括所有顶点的坐标以及所有面元所包含的顶点索引值, 本文研

¹NASA PDS SBN. https://pdssbn.astro.umd.edu/data_sb/target_comets.shtml.

究的彗核形状模型均来自该网站.

2.1 MONET模型

MONET模型^[10]用于研究物质升华引起的天体形貌的改变, 它包括了气体升华模型和形状演化模型两个部分. 气体升华模型基于热物理方程和能量守恒, 给出了太阳入射能量与水分子生产率之间的关系, 而形状演化模型是考虑了彗核的自转、公转后, 研究物质损失导致其形状变化的物理模型, 它决定了天体数字形状模型如何发生形变. 在本工作中, 我们将MONET模型应用在了短周期彗星水冰升华分布的研究中, 下面简要介绍MONET模型, 并对该模型中算法的实现给出详细的描述.

2.1.1 气体升华模型

彗核表面的能量输入来自太阳辐射, 这些能量的一部分会以热辐射的形式再次向外辐射, 另一部分将会被吸收, 使表面挥发性物质发生升华^[10]. 假设物质为均匀的纯水冰, 不考虑热传导过程, 太阳入射能量完全用于热辐射与水冰升华, 能量守恒方程为^[10]

$$E_{\text{sol}} = E_{\text{ir}}(T) + E_{\text{sub}}(T), \quad (1)$$

其中, T 为彗核表面局部区域(面元)的温度, E_{sol} 为太阳辐射, $E_{\text{ir}}(T)$ 为热辐射的能量, $E_{\text{sub}}(T)$ 是由水冰挥发吸收掉的能量.

我们在之前工作中^[10]通过求解上述方程, 计算出了水分子生产率与入射太阳辐射通量之间的关系, 如图1所示, 水分子生产率与入射太阳辐射通量之间存在非线性的正相关关系, 本文基于此关系开展了短周期彗星物质损失的研究.

2.1.2 形状演化模型

彗核表面单位面积内太阳入射的能量与面元的指向有关, 因此每个面元的能量输入是太阳辐射通量在面元法向方向的投影值, 当点积为负时, 说明该面元背对太阳, 值应为零. 根据能量守恒定律可得, 第 i 个面元在日心距 r 处单位时间内单位面积内接收到的来自太阳的能量 $F_i(r)$ 为

$$F_i(r) = \begin{cases} F_{\odot} \left(\frac{1 \text{ au}}{r} \right)^2 \vec{\sigma}_i \cdot \vec{s}, & \vec{\sigma}_i \cdot \vec{s} > 0, \\ 0, & \vec{\sigma}_i \cdot \vec{s} \leq 0, \end{cases} \quad (2)$$

单位为 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, 其中 $F_{\odot} = 1367 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 为太阳常数, $\vec{\sigma}_i$ 为第 i 个面元的法向量, \vec{s} 为太阳在彗核体固坐标系中的单位方向向量.

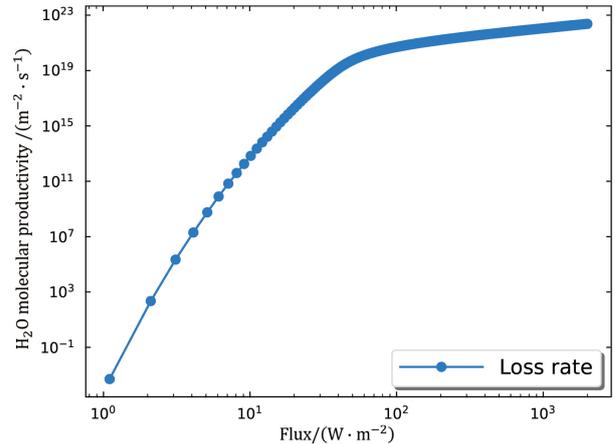


图1 单位面积内入射辐射通量与水分子生产率的对数关系

Fig. 1 The corresponding relation between incident radiation flux and H₂O molecular productivity per unit area

由于一些彗核的形状极为复杂, 在计算表面太阳辐射能量时, 我们考虑了由不规则形状引起的阴影和自加热效应(Self-heating effects)^[10], 最终可以得到面元 j 在单位时间内的总能量输入 E_j 为

$$E_j = E_j^S + \sum_i^{N_{\text{face}}} A_i F_{ij} \sigma_{\text{SB}} T_i^4, \quad (3)$$

式中的 E_j^S 为太阳的入射能量, 若面元被遮挡则该项为0, 否则该项等于 $F_j(r)$; N_{face} 为彗核形状包含的面元总数; A_i 为面元 i 的面积, F_{ij} 为面元 i 和 j 间的可视因子(View Factor)^[15]; σ_{SB} 为斯特藩-玻尔兹曼常数; T_i 为面元 i 的热力学温度.

计算一个公转周期内累积的能量本质上是一个对时间积分的过程, 开普勒第二定律决定了彗星的公转角速度在近日点附近比远日点附近更快, 所以不能把整个公转按照时间均匀分割, 否则彗星在近日点附近会采样不足, 无法准确地计算光照情况. 考虑到这一点, 我们选取的积分变量为偏近点角而非平近点角, 间接地计算角度增量对应的时间增量^[10]. 开普勒方程给出了偏近点角(与位置有关)和平近点角(与时间有关)的关系^[16], 因此我们把整

个轨道按照偏近点角在空间上均匀分割, 然后计算每一小段的能量并积分.

把周期为 P_{orbit} 的公转按照偏近点角平均分割为 N_{orbit} 份, 用 E' (为了和能量 E 区分开)表示偏近点角, 由开普勒方程以及平角速度的定义可知^[10, 16]:

$$\begin{cases} E'_k = E'_0 + k \frac{2\pi}{N_{\text{orbit}}}, \\ M_k = E'_k - e \sin E'_k, \\ \Delta t_k = \frac{\Delta M_k}{n}. \end{cases} \quad (4)$$

在上式中, $k \in [0, N_{\text{orbit}}]$, E'_0 为初始位置偏近点角, E'_k 和 M_k 分别为第 k 个轨道片段起始处的偏近点角与平近点角, e 为彗星轨道的偏心率, ΔM_k 为第 k 个轨道片段对应的平近点角增量, Δt_k 为第 k 个轨道片段对应的持续时间(用轨道片段所占平近点角增量除以平角速度求得), n 为彗星的平角速度.

我们做了这样一个近似^[10]: 在划分后的每个轨道片段上, 彗核的每个自转周期都近似为完全相同, 即这个轨道片段内的运动包含了多次完全相同的自转过程. 因此面元 i 在整个公转周期内累积的太阳辐射能量 E_{orbit}^i 为^[10]:

$$E_{\text{orbit}}^i = \sum_{k=0}^{N_{\text{orbit}}} E_{\text{spin}}^{i,k} \frac{\Delta t_k}{P_{\text{spin}}} \quad (\text{J} \cdot \text{m}^{-2}), \quad (5)$$

$E_{\text{spin}}^{i,k}$ 为其在第 k 个轨道片段内的一个自转周期内的太阳辐射能量, P_{spin} 为自转周期.

在彗核体固坐标系下, 太阳做周日视运动, 其位置随时间变化, 周期等于彗核自转周期, 面元 i 在单位时间内的能量输入 $E_i(t)$ 是时间的函数. 把彗核的一个自转周期分割为 N_{spin} 个片段, 分别计算每个片段起始位置处的能量分布, 对时间进行积分, 便可得到面元 i 在一整个自转周期内的太阳辐射能量 E_{spin}^i (单位面积内)^[10]:

$$E_{\text{spin}}^i = \int_0^{P_{\text{spin}}} E_i(t) dt = \sum_{l=1}^{N_{\text{spin}}} E_i(t_l) \Delta t_l \quad (\text{J} \cdot \text{m}^{-2}), \quad (6)$$

其中, $l \in [1, N_{\text{spin}}]$, t_l 为第 l 个片段所对应的起始时刻, 积分时间微元为 $\Delta t_l = P_{\text{spin}}/N_{\text{spin}}$.

以上对太阳辐射能量的推导, 同样适用于侵蚀深度的计算. 我们使用MONET气体升华模型中的数据, 用插值的方法来得到不同太阳辐射通量所对应的水分子数量生产率. 取水分子质量为 2.99×10^{-26} kg, 水冰密度为 $\rho = 920$ kg \cdot m $^{-3}$, 计算出面元 i 在任意时间段内单位面积上损失掉的质量 Q_i , 单位为kg \cdot m $^{-2}$. 如图2所示, $\vec{\sigma}_i$ 为第 i 个面元的单位法向量, 把三棱柱体积看作被侵蚀掉的水冰所占据的体积, 定义单位时间内的侵蚀深度为^[10]

$$D_{\text{unit}}^i = \frac{Q_i}{\rho}. \quad (7)$$

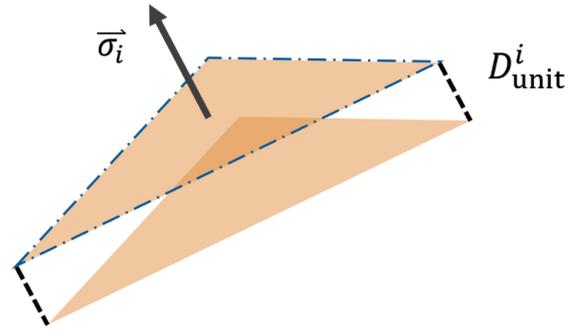


图 2 单位时间内侵蚀深度 D_{unit}^i 的定义

Fig. 2 The definition of erosion depth in unit time D_{unit}^i

在计算出太阳的瞬时入射能量 $E_i(t)$ 时, 可一并计算出瞬时的水冰侵蚀深度 $D_{\text{unit}}^i(t)$, 前文所述的积分方法皆适用于 $D_{\text{unit}}^i(t)$, 于是有^[10]

$$\begin{cases} E_{\text{orbit}}^i = \sum_{k=0}^{N_{\text{orbit}}} E_{\text{spin}}^{i,k} \frac{\Delta t_k}{P_{\text{spin}}} \quad (\text{J} \cdot \text{m}^{-2}), \\ E_{\text{spin}}^i = \sum_{l=1}^{N_{\text{spin}}} E_i(t_l) \Delta t_l \quad (\text{J} \cdot \text{m}^{-2}), \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} D_{\text{orbit}}^i = \sum_{k=0}^{N_{\text{orbit}}} D_{\text{spin}}^{i,k} \frac{\Delta t_k}{P_{\text{spin}}} \quad (\text{m}), \\ D_{\text{spin}}^i = \sum_{l=1}^{N_{\text{spin}}} D_{\text{unit}}^i(t_l) \Delta t_l \quad (\text{m}), \end{cases} \quad (9)$$

其中, D_{orbit}^i 为第 i 个面元在一个公转周期内累积的侵蚀深度, $D_{\text{spin}}^{i,k}$ 为第 i 个面元在第 k 个轨道片段内每个自转周期内累积的侵蚀深度, D_{spin}^i 为第 i 个面元在任意一个自转周期内累积的侵蚀深度.

2.2 研究对象

2.2.1 形状模型

本文选取了6颗短周期彗星作为研究对象, 包括了1P/Halley、9P/Tempel 1、19P/Borrelly、67P/C-G、81P/Wild 2和103P/Hartley 2, 后文正文及图表中将使用彗星简称(1P、9P、19P、67P、81P、103P). 这几颗彗星的近日点均位于“冰”线以内, 强烈的太阳辐射使得水冰升华的侵蚀效应显著, 因此, 相比于长周期彗星, 在同样的时间尺度下, 短周期彗星形状受到水冰升华侵蚀影响更加显著.

如图3所示, (a)至(e)分别表示1P/Halley、9P/Tempel 1、67P/C-G、81P/Wild 2和103P/Hartley 2的形状模型^[17-21], 图中的坐标系为每个彗核各自的体固坐标系XYZ, 从左到右的4列图片, 分别是每个彗核的正视图、右视图、俯视图与仰视图. 由于Deep Space任务没有获取到19P/Borrelly的形状数据, 从仅有的观测图像^[22]来看, 它与103P/Hartley 2的纺锤形状非常相似, 所以本文使用经过缩放后的103P/Hartley 2的形状数据来研究19P/Borrelly. 我们统计了103P/Hartley 2形状数据所有顶点坐标后, 得到其长轴约为2.34 km, Rayman^[23]指出19P/Borrelly的长轴为8 km, 因此本文把103P/Hartley 2形状数据放大为3.42倍后, 作为19P/Borrelly的形状开展研究.

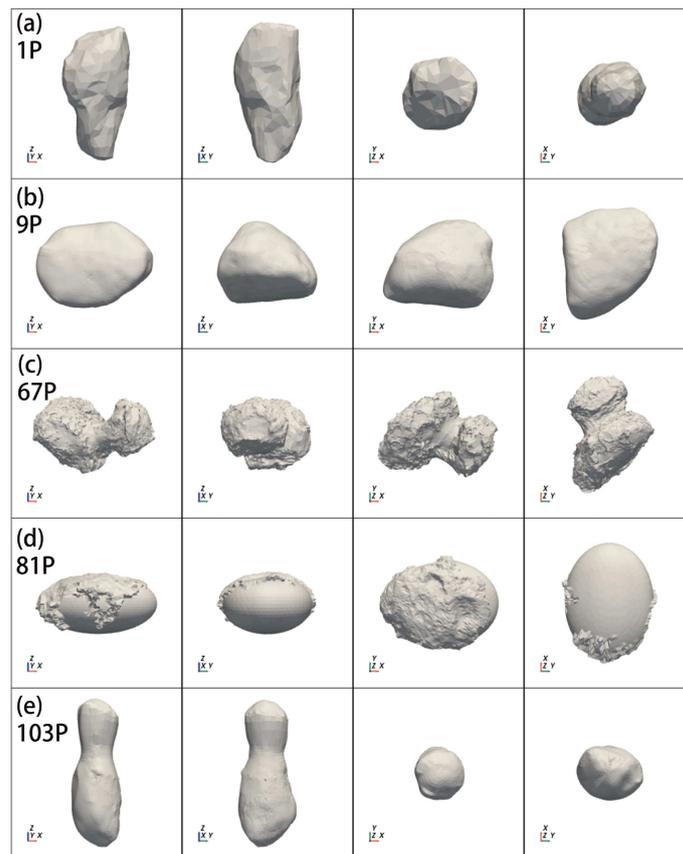


图3 彗星的形状模型^[17-21]

Fig. 3 Shape model of comets^[17-21]

2.2.2 动力学参数

本文研究的短周期彗星的轨道根数是从IAU (International Astronomical Union) Minor Planet Center²获取的, 其轨道根数等信息已在表1中给出, 各列数据依次为轨道根数所对应的历元(儒略日)、近点角距 ω 、升交点赤经 Ω 、轨道倾角 inc 、轨道偏心率 e 、轨道半长轴 a 、平近点角 M 以及轨道周期 P_{orbit} . 每颗彗星的彗核自转状态参数及形状参数如表2所示, 其中 Ra 和 Dec 分别表示彗核角动量方向指向的赤经、赤纬, P_{spin} 为彗核的自转周期, P_{ϕ} 为彗核的进动周期, θ 为彗核自转轴与角

动量轴(进动轴)之间的夹角(后文简称为进动角), “-”表示没有此类数据. 表2中最后4列是本文计算所得数据: 第8-9列分别为彗核角动量在其轨道面坐标系(以轨道面法向为 $Z_{orbitPlane}$ 轴, 以太阳-近日点方向为 $X_{orbitPlane}$ 轴)下的指向, 其中的 α (Obliquity)是指彗核角动量方向与轨道面法向间的夹角, β (Longitude)是指彗核角动量方向在轨道面的投影与太阳-近日点方向之间的夹角; 最后两列是每颗彗星的彗核形状参数统计, 包括组成彗核形状的面元数量和面元的平均面积.

表 1 彗星的轨道根数
Table 1 The orbital elements of comets

Target	Epoch JD/d	$\omega/^{\circ}$	$\Omega/^{\circ}$	$inc/^{\circ}$	e	a/au	$M/^{\circ}$	P_{orbit}/yr
1P	2446480.5	111.86566	58.86013	162.24217	0.9672769	17.9415642	0.12374	75.6
9P	2458600.5	179.28569	68.73868	10.47513	0.5096999	3.1472649	176.00381	5.58
19P	2457160.5	353.45899	75.37708	30.36809	0.6254303	3.6013319	358.42552	6.83
67P	2456800.5	12.77459	50.15045	7.04074	0.6410455	3.4632193	291.63634	6.44
81P	2459400.5	41.67844	136.09669	3.23678	0.5370449	3.4517243	278.73939	6.41
103P	2458200.5	181.31653	219.72231	13.59393	0.6933394	3.4774317	51.14978	6.48

Note: Orbital data of comets come from IAU Minor Planet Center.

表 2 彗核的旋转以及形状参数
Table 2 The rotation and shape parameters of cometary nucleus

Target	$Ra/^{\circ}$	$Dec/^{\circ}$	P_{spin}	P_{ϕ}	$\theta/^{\circ}$	Ref.	$\alpha/^{\circ}$	$\beta/^{\circ}$	Face	Area/m ²
1P	6.2	-60.7	7.1 d	3.69 d	66	Belton et al. 1991 ^[24]	17.042	338.864	996	308320
9P	294	73	1.6993 d	-	0	Belton et al. 2011 ^[25]	11.905	215.632	8000	13562.8
19P	70.44	-35.58	-	-	-	Rayman 2002 ^[23]	130.585	320.298	10000	1792.85
67P	69.54	64.11	12.4041 h	10.7 d	0.14	Preusker et al. 2015 ^[14]	52.082	20.356	20000	2556.85
81P	112	-17	-	-	-	Farnham et al. 2005 ^[20]	127.268	297.057	8000	6997.36
103P	8	54	26.72 h	18.40 h	81.2	Belton et al. 2013 ^[26]	47.610	340.397	10000	524.226

对于自转轴发生进动的彗核, 我们取其进动周期与自转周期的最小公倍数的近似值(自转周期、进动周期各自的整数倍与该近似值的相对误差均小于5%)作为“等效自转周期 P_{spin} ”, 在这个等效的

自转周期内, 彗核完成了整数次的自转与进动. 本文取1P/Halley、67P/C-G和103P/Hartley 2的等效自转周期分别为7.2 d、10.5 d和55.2 h. 彗星19P/Borrelly与81P/Wild 2的自转周期未知, 由于

²IAU Minor Planet Center: <https://minorplanetcenter.net/>.

它们不存在进动, 所以自转周期的大小并不会影响到整个公转周期内的计算, 本文假设其与67P/C-G的自转周期相同, 并进行计算.

3 结果及讨论

本文计算了表1所列出的短周期彗星彗核在一个公转周期内累积的太阳辐射能量以及侵蚀深度的空间分布, 其中两个数值模拟参数分别为 $N_{orbit} = 360$, $N_{spin} = 100$. 图4给出了面元侵蚀深度的统计直方图, 横坐标为侵蚀深度, 单位为m, 纵坐标为面元数. 图5给出了本文计算出的每个彗核的太阳辐射能量与侵蚀深度的表面分布情况, 坐标系为每个彗核各自的体固坐标系XYZ, 图左半部分是太阳辐射能量在彗核表面的分布(单位为J), 从蓝色到黄色代表能量由低到高, 右半部分为侵蚀深度的空间分布(单位为m), 从蓝色到红色代表侵蚀深度由小到大. 每幅小图从左至右分别为彗核的北半球(沿Z轴负方向看)、赤道区域(沿Y轴负方向看)以及南半球(沿Z轴正方向看)的视图. 图5中67P/C-G的侵蚀深度最大值与Keller等^[27]的工作中给出的结果处于同一数量级, 且相差较小, 验证了本文计算结果的可靠性.

3.1 侵蚀深度的频数统计

1P/Halley、9P/Tempel 1和19P/Borrelly的侵蚀深度直方图表明, 在一个公转周期内, 这些彗核的大多数面元都具有较高的侵蚀深度, 半数以上的面元都集中在直方图右侧, 这说明彗核的大部分区域将会随着时间推移而向内部快速收缩. 67P/C-G的直方图相对平均一些, 侵蚀量由小到大均有分布, 快速侵蚀的区域只占一小部分, 这会导致67P/C-G的形状并不像前述彗核一样大范围收缩, 而是只有少数局部收缩较快, 67P/C-G的形状将会变得更加复杂. 81P/Wild 2和103P/Hartley 2的直方图呈现出接近高斯分布的情况, 虽然有很多面元处于中间位置, 但图中81P/Wild 2的右半部分面元数量多于左半部分, 彗核的形状仍然会在局部快速收缩. 103P/Hartley 2与前述彗核都不同, 它的绝大部分面元都处在中间的位置, 两侧面元的数量远小于中间面元的数量, 另外, 从坐标轴刻度上还能发现, 103P/Hartley 2的侵蚀深度最大值与最

小值差别很小, 处于同一个数量级. 103P/Hartley 2的这些特点表明它的侵蚀深度在空间上的分布非常均匀, 形状具有均匀缩小的演化趋势.

3.2 侵蚀深度的南北半球非对称性分布

Zhao等^[10]在前期的工作中还计算了在不同轨道半长轴与偏心率的情况下, 彗星在远日点与近日点处的水分子生产率之比, 如图6所示, 比值越小, 彗星在远日点和近日点处的水分子生产率差异越大. 若彗星在远日点处的太阳入射能量低于图1中的拐点, 则彗星远日点和近日点处水分子生产率差距显著, 反之若远日点处的太阳入射能量高于拐点, 则远日点与近日点处的水分子生产率差距不明显. 该图中深蓝色点线代表此位置轨道上的彗星在远日点处的水分子生产率刚好位于图1所示的拐点处, 意味着太阳入射能量-水分子生产率热物理关系的非线性特点, 加剧了该轨道上近日点和远日点之间的水分子生产率差异, 该轨道上天体的水冰升华会存在南北半球非对称分布的现象. 红色图标为几个木星族彗星按照半长轴和偏心率经过理论计算后在图中所处的位置, 包含了本文的研究对象9P/Tempel 1、19P/Borrelly、67P/C-G、81P/Wild 2和103P/Hartley 2, 并且本文所有研究对象都处在白色分界线的右侧(彗星1P/Halley具有足够大的半长轴与偏心率, 显然它会在该图的右上方位置). 因此, 本文的所有研究对象的轨道都满足产生南北半球非对称侵蚀现象的条件.

彗星1P/Halley的能量分布特点是赤道地区入射能量较多, 两极地区入射能量较少, 入射能量最大值和最小值相差了一个数量级. 对于侵蚀深度的分布情况, 同样也是赤道地区被侵蚀得较多两极地区较少, 但是和入射能量分布不同, 侵蚀深度的南北半球分布呈现出非对称现象, 南半球被侵蚀得比北半球更多.

9P/Tempel 1的太阳辐射能量分布与彗星1P/Halley类似, 呈现出赤道地区入射能量较多而两极地区入射能量较少的特点. 9P/Tempel 1侵蚀深度的分布同样具有南北半球非对称的现象, 然而和1P/Halley不同的是, 其北半球被侵蚀得比南半球更多.

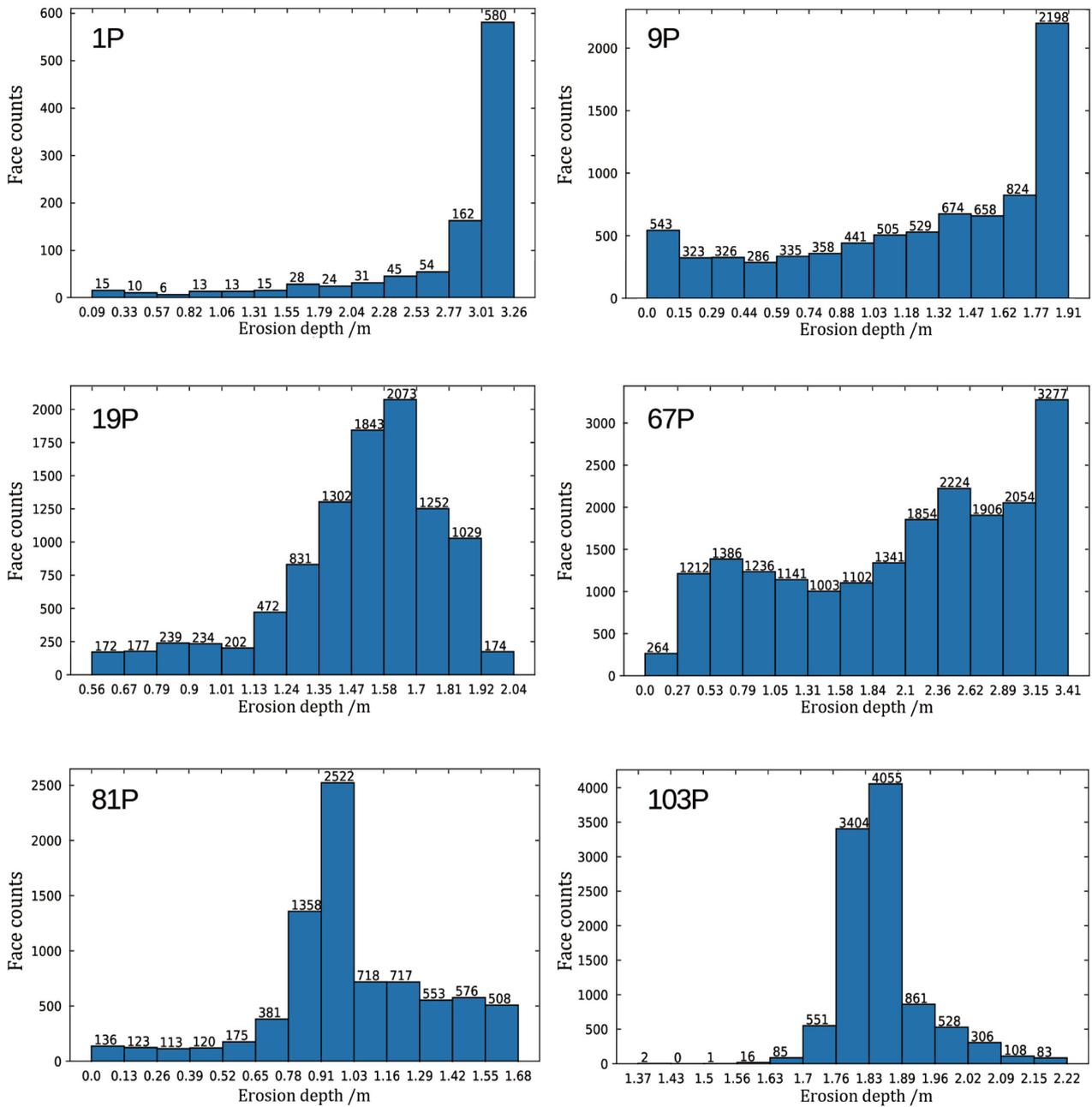


图 4 6颗彗星彗核的面元侵蚀深度直方图

Fig. 4 Histogram of surface erosion depth of cometary nucleus of 6 comets

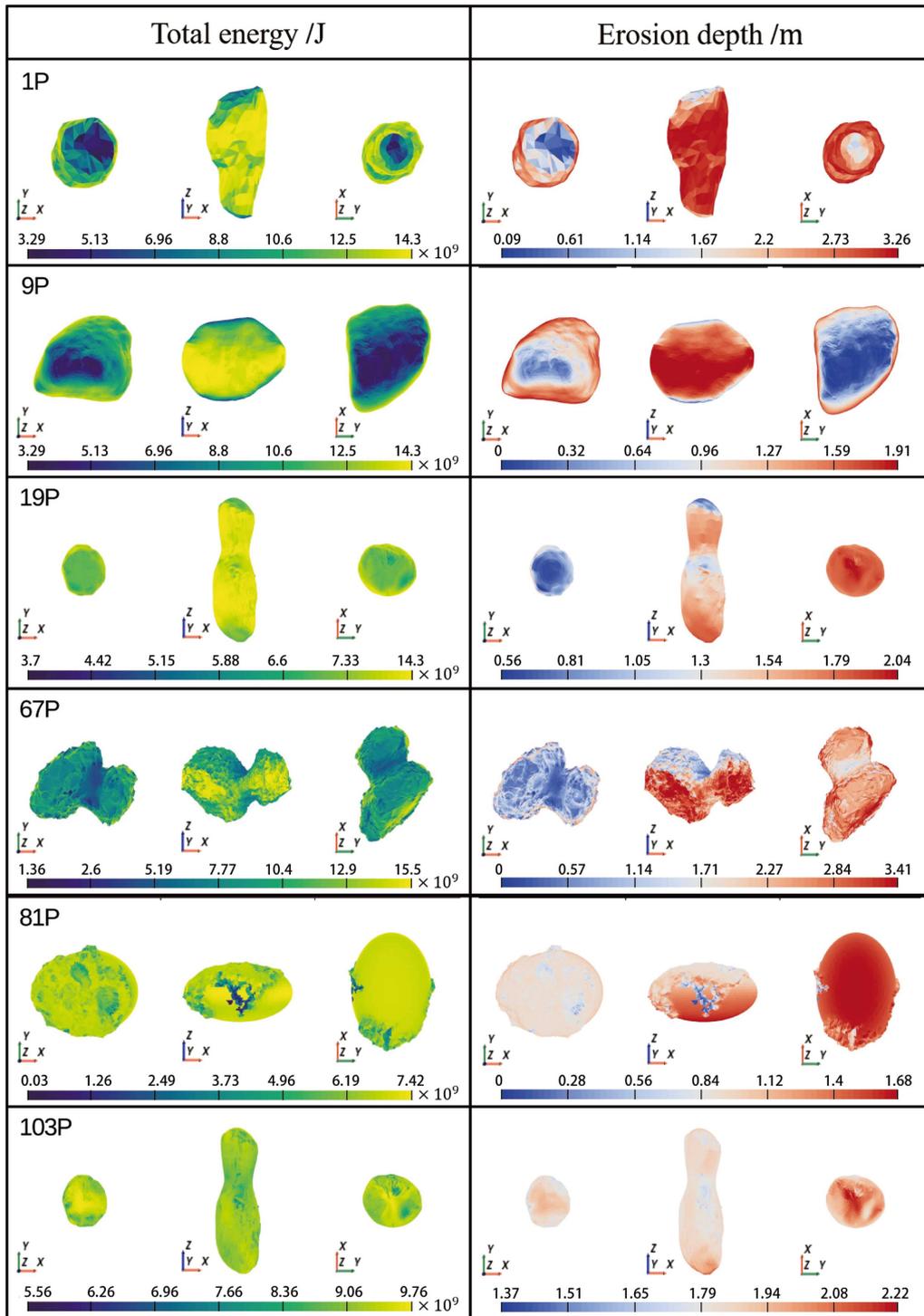


图 5 6颗彗星彗核的太阳辐射能量与侵蚀深度的分布

Fig. 5 Distribution of solar radiation energy and erosion depth of cometary nucleus of 6 comets

19P/Borrelly 的太阳辐射能量分布情况与前述彗星相同, 赤道地区接收到的太阳辐射能量多于两极地区. 侵蚀深度的南北半球不对称性非常明显, 面朝南的面元被侵蚀的平均深度大于面朝北的面元.

67P/C-G 的太阳辐射能量与侵蚀深度分布的特点和 19P/Borrelly 相似. 赤道地区接收到的太阳辐射能量高于两极地区, 南半球被侵蚀得比北半球更多. 67P/C-G 凹陷处的特殊地形, 即双头连接的脖子部分, 无论是太阳辐射能量还是侵蚀深度, 都比周围邻近区域(同一半球)的少, 这是因为受到阴

影效应的影响, 凹陷处地形只在较短的时间内才能受太阳照射.

彗星 81P/Wild 2 没有完整的形状数据. Stardust 探测器飞掠这颗彗星时, 太阳只照亮了它一部分表面, 探测器无法获取处于黑暗部分的形状数据, NASA 的小天体节点用不完整的形状数据混合了三轴椭球体, 给出了一个闭合的形状模型, 本文使用了该形状模型进行计算. 这颗彗星的太阳辐射能量与侵蚀深度的分布特点, 和 1P/Halley、19P/Borrelly、67P/C-G 的特点相同, 此处不再赘述.

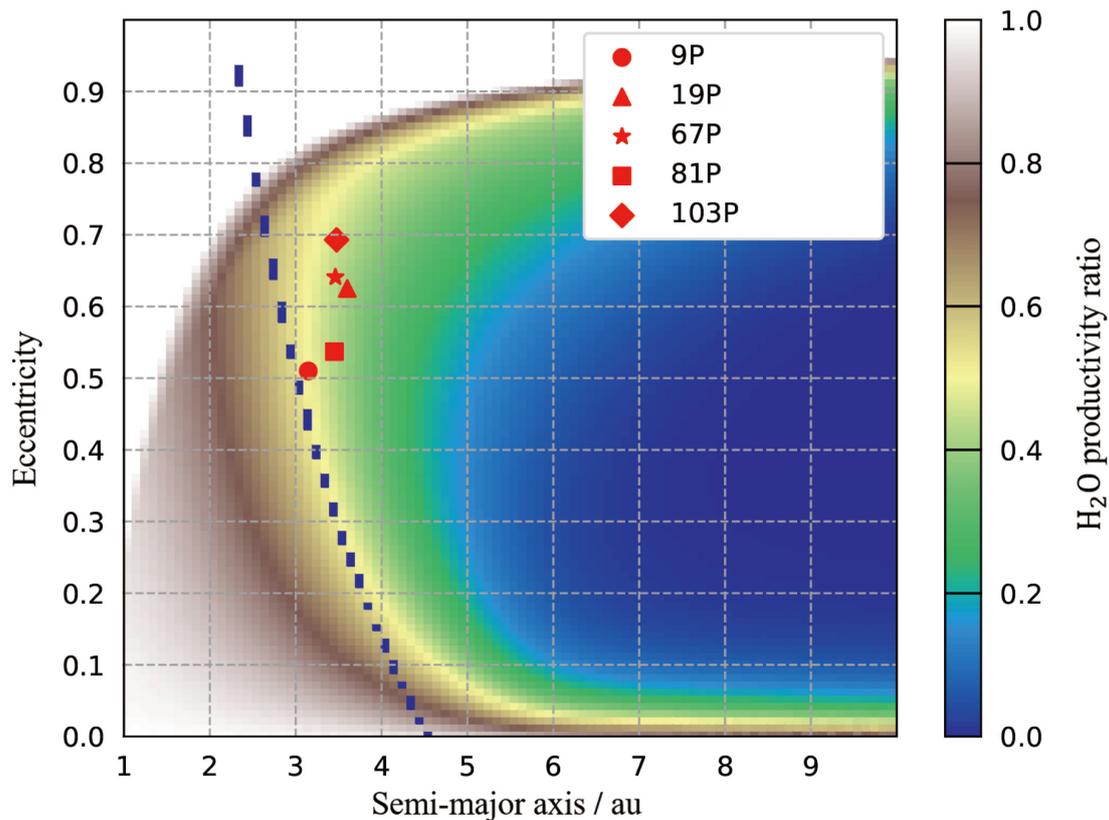


图 6 远日点与近日点处的水分子生产率之比

Fig. 6 The ratio of H_2O molecular productivity at aphelion to perihelion

彗星 103P/Hartley 2 的情况与前面所述的彗星有所不同, 它最显著的特点就是分布非常均匀. 对于太阳辐射能量, 赤道和两极地区并没有明显差别, 都处于同一个数量级, 两极地区的值比赤道地

区略高. 对于侵蚀深度同样如此, 分布较为均匀, 南极区域比其他区域侵蚀得略多, 相差不大. 这些特点可能与非主轴自转有关, 我们将在 3.3 节详细讨论自转、进动和公转对彗核侵蚀深度分布的影响.

3.3 太阳直射点位置的定量计算结果

彗核的自转和进动使得太阳直射点扫过的轨迹覆盖了彗核表面由两个纬线围成的带状区域, 当彗核自转轴不发生进动时, 则太阳直射点轨迹覆盖区域会退化出一条纬线. 彗星公转会影彗核角动量轴与太阳之间的几何相对关系, 进而使太阳直射点轨迹所覆盖的带状区域的两条边界纬线随时间改变位置.

我们计算了本文所研究的6颗彗星彗核表面太阳直射点的覆盖情况, 包括在轨道上真近点角分别为 β 和 $(\beta \pm \pi)$ 这两个关键位置处(原因是, 在这两个位置处太阳-彗核连线与彗核角动量的夹角会分别

取到最大值和最小值, 对应着彗星公转所引起的太阳直射点运动轨迹的纬度边界)太阳直射点轨迹覆盖区的纬度范围以及在整个公转周期内太阳直射点轨迹覆盖的纬度范围, 如表3所示. 彗核角动量的方向在其轨道面坐标系内表示为 (α, β) . Θ_0 是太阳-彗核连线与彗核角动量之间的夹角(在彗核体固坐标系下该角度 Θ_0 即为太阳的天顶距, $\Theta_0 \in [0, \pi]$), 彗星公转会使得 Θ_0 随着真近点角 f 的变化而改变, 当 f 等于 β 时, Θ_0 会取到最大值(或最小值); 当 f 等于 $(\beta \pm \pi)$ 时, Θ_0 会取到最小值(或最大值). Lat是太阳直射点的纬度范围. r_\odot 是彗星的日心距, 单位为 au.

表 3 彗核表面太阳直射点纬度
Table 3 Latitude of solar point on surface of comets

Target	$\alpha/^\circ$	$\theta/^\circ$	$f = \beta$			$f = \beta \pm \pi$			Total Lat/ $^\circ$
			$\Theta_0/^\circ$	Lat/ $^\circ$	r_\odot/au	$\Theta_0/^\circ$	Lat/ $^\circ$	r_\odot/au	
1P	17.042	66	107.042	[-83.042, 48.958]	0.6072	72.958	[-48.958, 83.042]	11.8104	[-83.042, 83.042]
9P	11.905	0	101.905	-11.905	3.9773	78.095	11.095	1.6472	[-11.905, 11.905]
19P	130.585	0	220.585	-49.415	1.4803	319.415	49.415	4.2263	[-49.415, 49.415]
67P	52.082	0.14	142.082	[-52.222, -51.942]	1.2742	37.918	[51.942, 52.222]	5.1130	[-52.222, 52.222]
81P	127.268	0	217.268	-52.732	1.9740	322.732	52.732	3.2502	[-52.732, 52.732]
103P	47.610	81.2	137.610	[-51.19, 33.59]	1.0923	42.390	[-33.59, 51.19]	5.2062	[-51.19, 51.19]

对于本文所研究的彗星, 我们在其真近点角为 β 和 $\beta \pm \pi$ 的位置分别计算了 Θ_0 、直射点纬度范围Lat和日心距 r_\odot , 表3很好地解释了前文数值模拟的计算结果. 例如, 1P/Halley、19P/Borrelly、67P/C-G和81P/Wild 2都有一个共同的特点: 在 $f = \beta$ 时, 太阳直射点在南半球, 且日心距较小, 而相隔 π 相位的位置太阳直射点在北半球, 且日心距更大. 由于辐射通量与日心距成平方反比以及太阳辐射-水分子生产率的非线性关系, 彗核在一个公转周期内, 南北半球的侵蚀深度会表现出明显的差异, 即南半球被侵蚀得比北半球更多. 9P/Tempel 1与前面4颗彗星相反, 它的日心距在太阳直射北半球时比直射南半球时更小, 导致北半球被侵蚀得比南半球更多, 这从图5也能看出. 另外, 在整个

公转周期内, 9P/Tempel 1的太阳直射点几乎都在赤道附近移动, 因此赤道区域受到的侵蚀效应比南北半球都要更明显. 103P/Hartley 2彗星则有点特殊, 如表3所示, 它拥有非常大的进动角 θ , 这导致无论彗星位于 $f = \beta$ 还是 $f = \beta \pm \pi$ 处, 在自转和进动的作用下, 第一, 太阳直射点总能穿行在南北两个半球之间; 第二, 直射点轨迹在南北两个半球的覆盖范围相差不大(直射点轨迹在南北半球的边界纬度其绝对值相差较小). 这两个特点最终使得103P/Hartley 2这颗彗星的彗核在一整个公转周期内累积的侵蚀深度并没有明显的南北非对称性, 反而十分均匀. 1P/Halley彗星也拥有较大的进动角 θ , 其太阳直射点也能够穿行在南北两个半球, 但是由于其轨道偏心率非常大, 这使彗星在 $f = \beta$ 和 f

$= \beta \pm \pi$ 时的日心距相差非常巨大, 已经有了数量级差距, 所以微小的南北半球非对称性被放大, 体现在图5中就是南北半球不对称的侵蚀深度分布. 由于1P/Halley在表格中 f 取最值的两个位置的太阳直射点都同时覆盖了较大的纬度范围, 形成了纬度重叠区, 重叠区内的表面永远被太阳直射, 所以1P/Halley除两极区域以外的大部分区域均受到明显侵蚀.

如前文模型与方法部分所述, 本文的工作建立在3个假设之上: 第一, 组成彗核的物质是各向同性的纯水冰, 物质分布是均匀的. 若彗核含有其他非水冰成分, 则只会影响在相同条件下的水分子生产率的大小, 不会对本文所研究的水冰升华的空间分布有影响. 本文假设物质分布是均匀的, 若彗核的物质分布不均匀, 则彗核表面不同区域的水分子生产率会有差异, 最终影响水冰升华的空间分布, 所以在未来的工作中根据彗核探测数据, 引入更复杂的非均匀物质分布模型, 将会得到更为真实的结果. 第二, 忽略彗核表面物质的热惯量影响, 不考虑热传导过程, 彗核表面的太阳入射能量等于热辐射消耗的能量与水冰升华消耗的能量之和. 第三, 彗星的轨道稳定、彗核的自转及进动状态在一个轨道周期内不发生改变.

4 结论

在MONET模型的基础上, 本文开展了对彗核进动效应的模拟, 研究短周期彗星1P/Halley、9P/Tempel 1、19P/Borrelly、67P/C-G、81P/Wild 2和103P/Hartley 2水冰升华的分布情况. 短时间内(彗核自转、进动周期的时间尺度), 彗核自转会使得太阳直射点在相同纬度上移动, 进动会使太阳直射点运动的覆盖范围扩展为两个纬线包围的带状区域, 区域大小受 Θ_0 (彗星-太阳连线与彗核角动量间的夹角)和进动角 θ (彗核自转轴与彗核角动量间的夹角)影响. 彗星公转会使得 Θ_0 发生变化, 造成太阳直射点运动的覆盖区域改变大小并发生移动, 彗核自转角动量与轨道角动量的夹角 α 决定了 Θ_0 的变化上下限, 彗核自转角动量在轨道面的投影与太阳-近日点方向之间的夹角 β 决定了 Θ_0 取得最大和最小值时彗星的真近点角.

椭圆轨道偏心率的存在使得彗核表面的同一个面元在近日点附近和远日点附近单位时间内接收到的太阳辐射能量存在差异, 太阳辐射与水分子生产率间的非线性关系会使这两个位置处的水分子生产率呈现出巨大差异, 而水分子生产率的差异会随时间持续累积, 这是水冰侵蚀深度分布出现南北半球不对称现象的根本原因. 角度 β 决定了被侵蚀更多的是南半球还是北半球(若 $\beta = \frac{\pi}{2}$ 或 $\frac{3}{2}\pi$, 则侵蚀深度应是南北半球对称分布的). 进动使得彗核表面的太阳直射点在短时间内(自转、进动周期的时间尺度)覆盖的范围扩大, 进动角越接近 $\frac{\pi}{2}$, 太阳直射点在南北半球的覆盖范围就会越对称, 最终会减弱甚至抵消侵蚀深度分布的南北半球不对称性.

彗星1P/Halley是哈雷型彗星, 其公转周期和轨道半长轴均明显高于其他5颗木星族彗星, 但计算结果表明它们的侵蚀深度在同一量级, 相差较小. 彗星1P/Halley的大偏心率轨道使其在近日点处的日心距比其他5颗木星族彗星都更小, 由于太阳辐射-水分子生产率的非线性关系, 近日点附近更强的太阳辐射导致了更高的水分子生产率. 虽然1P/Halley在轨道上的大部分时间距离太阳都很远, 但其在近日点附近累积的水冰侵蚀深度足以达到和另外5颗木星族彗星相同的数量级. 1P/Halley和5颗木星族彗星之间的对比表明, 影响水冰侵蚀深度数量级的主导因素是彗星的轨道.

木星族彗星9P/Tempel 1、19P/Borrelly、67P/C-G、81P/Wild 2和103P/Hartley 2的水冰侵蚀深度最大值相差较小, 但是它们在侵蚀深度的分布上有很大差异. 自转轴的初始指向以及进动的存在, 使得彗核表面的水冰侵蚀深度出现了南北半球非对称分布的现象, 当进动角足够接近 $\frac{\pi}{2}$, 南北半球分布的非对称性会被减弱甚至抵消. 彗核的自转和进动决定了水冰侵蚀深度在空间上的分布情况.

参考文献

- [1] Hsieh H H, Jewitt D. *Science*, 2006, 312: 561
- [2] Whipple F L, Huebner W F. *ARA&A*, 1976, 14: 143
- [3] Weidenschilling S J. *Icar*, 1997, 127: 290
- [4] Massironi M, Simioni E, Marzari F, et al. *Nature*, 2015, 526: 402

- [5] Jutzi M, Benz W. *A&A*, 2017, 597: A62
- [6] Schwartz S R, Michel P, Jutzi M, et al. *NatAs*, 2018, 2: 379
- [7] Hirabayashi M, Scheeres D J, Chesley S R, et al. *Nature*, 2016, 534: 352
- [8] Matonti C, Attree N, Groussin O, et al. *NatGe*, 2019, 12: 157
- [9] Vavilov D E, Eggl S, Medvedev Y D, et al. *A&A*, 2019, 622: L5
- [10] Zhao Y, Rezac L, Skorov Y, et al. *MNRAS*, 2020, 492: 5152
- [11] Zhao Y, Rezac L, Skorov Y, et al. *NatAs*, 2021, 5: 139
- [12] Kaasalainen M, Torppa J. *Icar*, 2001, 153: 24
- [13] Hudson R S, Ostro S J. *Science*, 1994, 263: 940
- [14] Preusker F, Scholten F, Matz K D, et al. *A&A*, 2015, 583: A33
- [15] Rezac L, Zhao Y. *A&A*, 2020, 642: A167
- [16] 李广宇. 天体测量和天体力学基础. 北京: 科学出版社, 2015: 110
- [17] Preusker F, Scholten F, Matz K D, et al. *A&A*, 2017, 607: L1
- [18] Stooke P. PDSS, EAR-A-5-DDR-STOOKE-SHAPE-MODELS-V2.0, 2016
- [19] Farnham T L, Thomas P C. PDSS, DIF-C-HRIV/ITS/MRI-5-TEMPEL1-SHAPE-MODEL-V2.0, 2013
- [20] Farnham T L, Duxbury T, Li J Y. PDSS, SDU-C-NAVCAM-5-WILD2-SHAPE-MODEL-V2.1, 2005
- [21] Farnham T L, Thomas P C. PDSS, DIF-C-HRIV/MRI-5-HARTLEY2-SHAPE-V1.0, 2013
- [22] Buratti B J, Hicks M D, Soderblom L A, et al. *Icar*, 2004, 167: 16
- [23] Rayman M D. *SpT*, 2003, 23: 185
- [24] Belton M J S, Julian W H, Anderson A J, et al. *Icar*, 1991, 93: 183
- [25] Belton M J S, Meech K J, Chesley S, et al. *Icar*, 2011, 213: 345
- [26] Belton M J S, Thomas P, Li J Y, et al. *Icar*, 2013, 222: 595
- [27] Keller H U, Mottola S, Davidsson B, et al. *A&A*, 2015, 583: A34

Water Ice Sublimation Distribution on the Surface of Short Period Comet

LIU Can^{1,2,3} ZHAO Yu-hui^{1,2,3} JI Jiang-hui^{1,2,3}

(1 Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)

(2 School of Astronomy and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

(3 CAS Key Laboratory of Planetary Sciences, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)

ABSTRACT Comets are the primitive planetesimals left in the solar system. Studying the evolution of comet nucleus is of great significance for understanding the formation and evolution history of other celestial bodies in the solar system. Under the action of solar radiation, the volatile components of comets sublimate and drive the dust movement, resulting in the loss of comet nucleus material. Therefore, the activity of comet nucleus affects the surface morphology and even the overall shape evolution. The orbit data were obtained from IAU (International Astronomical Union) MPC (Minor Planet Center), and the spin and precession of comet nucleus were taken into account. The shape evolution model of Mass lose-driven Shape Evolution Model (MONET) was used to simulate the short period comet. The distribution of solar radiation energy and surface erosion depth of short-period comet 1P/Halley, 9P/Tempel 1, 19P/Borrelly, 67P/C-G (Churyumov-Gerasimenko), 81P/Wild 2 and 103P/Hartley 2 in one orbital period is calculated. Combined with its dynamic parameters, the effects of rotation, precession and revolution on the sublimation distribution of surface water ice and the possibility of causing the difference in erosion between north and south are discussed.

Key words comets: general, comets: sublimation, comets: evolution, methods: numerical