

电动帆平行双导线鞘层特性与受力分析

陈茂林 夏广庆 魏延明 于洋 孙安邦 毛根旺

Charateristics and stress analysis of sheath of parallel conducting tethers for the electric sail

Chen Mao-Lin Xia Guang-Qing Wei Yan-Ming Yu Yang Sun An-Bang Mao Gen-Wang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 209601 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.209601

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.209601>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

变时延遥操作交会的 Smith 模糊控制

Smith fuzzy control of teleoperation rendezvous with variable time delay

物理学报.2013, 62(2): 029601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.029601>

电动帆平行双导线鞘层特性与受力分析*

陈茂林^{1)†} 夏广庆^{2)‡} 魏延明³⁾⁴⁾ 于洋³⁾ 孙安邦⁵⁾ 毛根旺¹⁾

1) (西北工业大学, 燃烧、热结构与内流场重点实验室, 西安 710072)

2) (大连理工大学, 工业装备结构分析国家重点实验室, 大连 116024)

3) (北京控制工程研究所, 北京 100080)

4) (哈尔滨工业大学, 哈尔滨 150001)

5) (西安交通大学电气工程学院, 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

(2016年5月28日收到; 2016年6月30日收到修改稿)

太阳风等离子体与偏压导线电场间的相互作用是电动帆推力器的基本工作机理. 采用二维粒子模拟方法分别对垂直入射和斜入射太阳风等离子体与平行双导线间的动量传递过程开展数值模拟, 对比分析了不同条件下耦合电场及偏转离子的运动轨迹及其对动量传递的影响. 结果表明: 偏压导线的高电势会在导线附近形成离子空洞并向下游扩展; 两根导线间由于鞘层相互影响而形成离子阱结构, 减速、滞止、反射部分离子; 在1 kV的导线偏压和太阳风垂直入射条件下, 两根帆导线受力约为30 nN/m; 随着导线间距增大, 离子阱中约束离子数量表现出先增大后减小的趋势, 电动帆推力亦随之先增大后减小; 太阳风斜入射情况研究, 首次从等离子体动力学仿真出发, 确定了电动帆推力受帆姿态影响, 可分为沿太阳风方向的水平推力和垂直太阳风方向的升力两个分量; 明确了升力与俯仰角 α 的关系, 当电动帆导线平面顺着太阳风方向右倾时, 升力小于0, 而当电动帆导线平面逆着太阳风方向左倾时, 升力大于0; 明确了推力角 θ 变化趋势和范围, 随俯仰角 α 的增大呈现出先减小后增大的非线性变化趋势, 大小为 $-40^\circ < \theta < 40^\circ$. 研究结果明确了电动帆的推力矢量及其随姿态的变化, 对电动帆航天器轨道动力学的优化设计提供了重要参考.

关键词: 空间推进, 电动帆, 等离子体模拟, 粒子模拟

PACS: 96.25.Qr, 94.20.wc, 96.50.-e

DOI: 10.7498/aps.65.209601

1 引言

电动帆(E-sail)是一种新概念推进装置, 通过偏压导线鞘层电场阻滞太阳风质子产生推力^[1]. 电动帆主要由构建阻滞电场的轻质偏压导线和用于卫星表面电位控制的电子枪组成. 其中, 偏压导线直径仅为1 mm, 但长度可达20 km, 通过航天器的缓慢自旋将导线展开至指定位置, 形成数百至上千平方千米的有效面积^[2], 在美国国家航空航天局(NASA)的“Heliopause Electrostatic Rapid Tran-

sit System”^[3]和欧盟的“Electric Solar Wind Sail EU FP7”等^[4]项目的支持下, 已完成了轻质高强偏压导线的研制, 并开展了相关技术地面测试^[5]和空间在轨测试^[6]. 电动帆推进的突出优点是无需携带工质, 相比于太阳帆推进, 电动帆的结构质量更轻, 且有效工作区域更大^[7], 有望应用于火星、谷神星和太阳系边际等探测任务中. 霍明英等^[7]、Mengali和Quarta^[8]、以及王昱等^[9]分别设计了基于电动帆的不同空间探测器飞行轨道.

电动帆的导线布局分为交叉结构^[2]和平行结构^[10]两种, 如图1所示.

* 国家自然科学基金(批准号: 51276147)、中央高校基本科研业务费(批准号: 3102014KYJD005)和西北工业大学基础研究基金(批准号: NPU-FFR-JC20120201)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chenmaolin@nwpu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: gq.xia@dlut.edu.cn

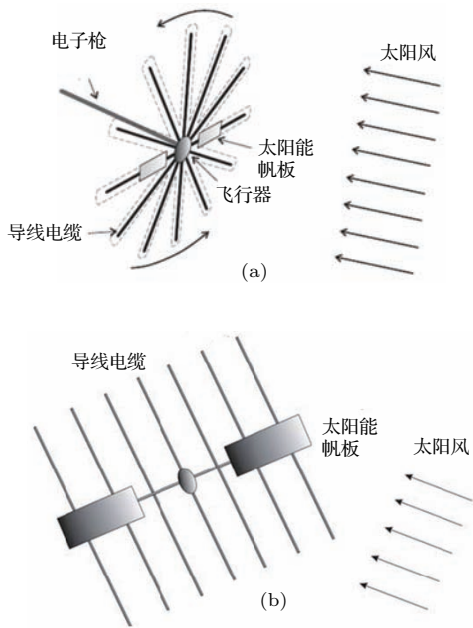


图1 电动帆推力器结构 (a) 交叉结构; (b) 平行结构
Fig. 1. Structure of E-sail thruster: (a) Cross structure; (b) parallel structure.

电动帆的核心工作机制是高速太阳风等离子体流与帆导线鞘层间的动量传递过程. 针对这一问题, NASA 正在筹划地面模拟环境的验证实验, 欧盟也在 EstCube-1 卫星上规划了地球低轨道等离子体与电动帆导线相互作用效应测试^[6], 但帆导线在太阳风等离子体的相互作用过程仍缺乏可靠、充分的实验研究, 目前主要采用理论分析和数值仿真的研究方法. 理论分析工作主要是单根导线在太阳风环境下的电势分布、导线周边离子流运动轨迹、以及导线受力分析等^[2,10,11]. 由于难以给出导线鞘层的准确形状和位置, 故理论分析研究仅能确定导线推力的大概范围^[12], 无法获得精确的推力参数. 数值研究是目前精确模拟太阳风与帆电场相互作用、计算导线受力的可靠手段: Janhunen 采用一维粒子模拟 (PIC)^[11] 和二维 PIC^[13] 方法开展静电等离子体环境电动帆工作过程模拟, 获得了单根导线推力模型; Toivanen 和 Janhunen^[14] 在此研究的基础上, 对电动帆单根导线的动力学过程进行了研究, 获得了电动帆推力大小决定于太阳风粒子速度相对于导线的垂直分量, 并垂直导线的结论.

已有的数值研究中, 针对太阳风等离子体与单根导线的相互作用, 取得了阶段性成果, 但单导线的研究很难给出电动帆导线鞘层间的相互影响以及电动帆姿态对推力的影响. 本文针对电动帆双导线结构, 采用二维全粒子 PIC 方法, 开展导线鞘层

与太阳风等离子体相互作用过程的仿真研究, 分析双导线鞘层特性, 以及导线间距对电动帆推力的影响, 并进一步讨论斜入射条件下的导线鞘层和电动帆推力效应.

2 计算模型

2.1 太阳风等离子体参数

太阳风是从太阳大气最外层的冕洞中, 向空间持续抛射出的等离子体流以及随等离子体流动并蔓延于行星系空间的太阳磁场组成. 太阳风有两种, 一种是持续不断地辐射出来的“持续太阳风”, 速度较小, 粒子含量也较少; 另一种是在太阳活动时辐射出来的“扰动太阳风”, 速度较大, 粒子含量也较多. 即使是持续太阳风, 也不是绝对稳态的, 存在大幅度、宽频谱的各项异性湍流, 并能承载和激发 Alfvén 波、离子回旋波、快波、哨声波等^[15]. 本文计算主要考虑地球公转轨道附近的太阳风特性, 其典型参数包括: 等离子体密度、等离子体温度、太阳风速度、感应磁场等, 具体数值^[16] 见表 1.

表1 计算参数
Table 1. Calculation parameters.

计算参数	值
德拜长度 λ_D/m	7.79
等离子体频率 ω_p/Hz	1.5×10^5
导线根数	2
网格数	161×101
空间步长 $\Delta x, \Delta y/m$	2.5
时间步长 $\Delta t/ns$	162.5
太阳风等离子体密度 n_0/m^{-3}	7.3×10^6
太阳风速度 $v_0/km/s$	400
离子温度 T_{ion}/eV	8
电子温度 T_e/eV	8
感应磁场强度 B/T	7.0×10^{-9}
帆导线偏压 ϕ_{cable}/kV	1

带电粒子的运动主要受电磁场影响. 在地球公转轨道位置处的太阳风感应磁场非常小 ($7.0 \times 10^{-9} T$), 磁场力远小于电动帆偏压导线的电场力作用, 故忽略太阳风感应磁场对粒子运动的影响; 另一方面, 太阳风无法进入地球磁层内, 地

球磁鞘外的太阳风等离子体运动可认为不受地磁场影响. 综上, 本文中带电粒子运动仅考虑电场力作用.

2.2 计算区域与参数设置

计算区域设置为一矩形区域, 如图2所示, 帆导线位于计算区域中央, 并设置该点电势为帆导线偏压 $\phi = \phi_{\text{cable}}$, 本文计算中取 $\phi_{\text{cable}} = 1 \text{ kV}$; 边界电势为空间等离子体电势 $\phi = 0 \text{ V}$. 太阳风等离子体从左侧进入, 受导线鞘层电场作用折返或者偏转. 离子进出计算区域时的轴向动量发生明显变化, 通过统计单位时间进入计算区域和流出计算区域的离子动量, 便可以计算离子与帆导线间的动量传递效应.

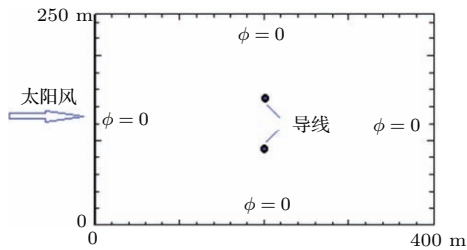


图2 计算区域设置
Fig. 2. Calculation region.

在地球公转轨道附近的太阳风等离子体德拜长度和频率分别为 $\lambda_D = 7.79 \text{ m}$, $\omega_p = 1.5 \times 10^5 \text{ Hz}$, 根据 $\Delta x < \lambda_D$, $\Delta y < \lambda_D$, $\Delta t < 1/\omega_p$ 及 CFL 条件确定网格空间步长 Δx , Δy 和时间步长 Δt , 分别为 2.5 m 和 162.5 ns, 具体网格参数和计算中采用的太阳风等离子体参数详见表1.

2.3 PIC方法及计算流程

采用全粒子PIC方法进行数值模拟. PIC方法是模拟低温等离子体的一种常用数值方法, 它是粒子的运动和自洽电场的耦合求解方法 [17-19].

PIC模型中, 粒子运动遵循牛顿-洛伦兹定律, 其运动方程如下:

$$M \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v},$$

式中, M 为粒子质量, 对于电子 $M = m_e$, 对于离子 $M = m_{\text{ion}}$, m_e 和 m_{ion} 分别为电子质量和太阳风离子质量; q 为粒子电量, 对于电子 $q = -e$, 对于离子

$q = e$, e 为单位电荷; \mathbf{v} , \mathbf{r} 分别为粒子的速度和位置矢量; \mathbf{E} , \mathbf{B} 分别为粒子所在位置处的电场和磁场强度.

太阳风中不考虑磁场, 仅需进行电场计算即可. 可由泊松方程进行电势和电场值求解:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_{\text{ion}} - n_e),$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi,$$

式中, ϵ_0 为真空介电常数, n_{ion} 和 n_e 分别为离子数密度和电子数密度, 泊松方程可用超松弛迭代方法进行求解.

具体计算流程如图3所示, 图中下角标 i, j 分别表示粒子和网格编号, T 为粒子温度 (本文计算中 $T = T_e = T_{\text{ion}}$), \mathbf{F} 为粒子受力, $\rho = e \cdot (n_{\text{ion}} - n_e)$ 为电荷密度.

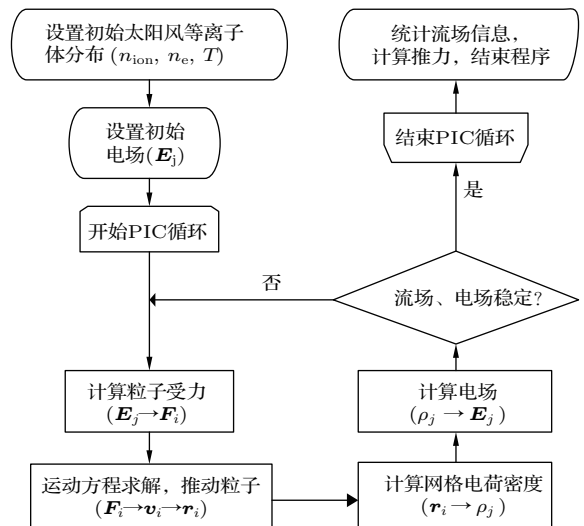


图3 计算流程图

Fig. 3. Flow scheme of calculation.

3 模拟结果与讨论

3.1 自洽电势与等离子体参数随时间演化过程

3.1.1 模拟粒子数分析

计算初始条件为太阳风等离子体均匀分布在计算区域, 并给导线设置 1 kV 的偏压. 受导线正偏压吸引, 电子有向导线运动的趋势, 离子远离导线, 故计算初始阶段呈现出模拟离子数减少而电子数增大的趋势, 如图4 (纵坐标 Number 表示模拟粒子数) 所示; 随着太阳风运动和等离子体自洽电场的发展, 在 10000 个时间步长 ($t = 1.625 \text{ ms}$) 后,

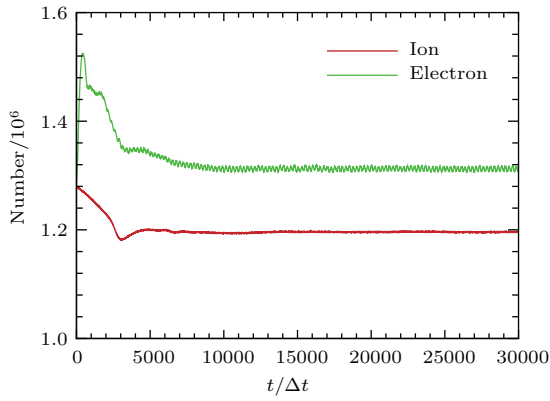


图4 (网刊彩色) 模拟粒子数随计算时间步的变化
Fig. 4. (color online) Simulation particle number with time step.

离子和电子数逐渐趋于稳定, 并表现出模拟电子数略高于离子数的现象, 此时等离子体分布和自洽电场基本稳定, 可进行等离子体分布参数和相互作用力的统计分析.

3.1.2 离子数密度分布

图5表明了离子数密度分布随时间的演变过程. 在帆导线设定1kV电压后, 由于离子受导线电场排斥, 逐渐远离导线, 形成离子空洞, 如图5(b)—图5(d)所示. 另一方面, 计算中假定太阳风从计算区域左侧进入, 由于太阳风离子具有较大的定向速度, 所以离子空洞并不是一个向四周扩展的圆形, 而是受太阳风压迫的液滴状结构.

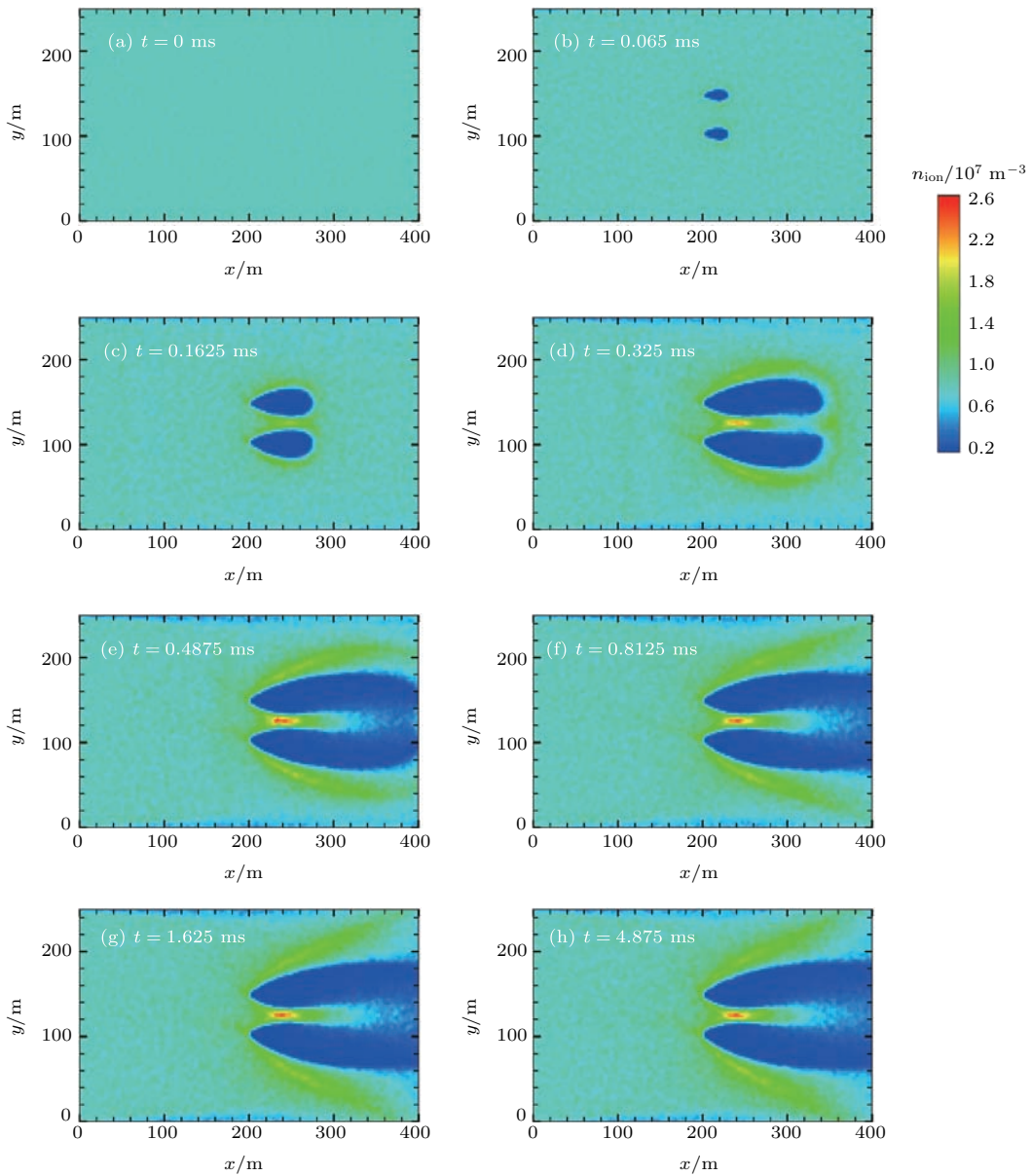


图5 (网刊彩色) 离子数密度分布随时间的变化
Fig. 5. (color online) Ion number density distribution with run time.

计算中两根导线间距 45 m, 其鞘层区域会有部分叠加, 在等离子体自洽电场和太阳风共同作用下, 两个离子空洞会相互影响而产生变形, 并在其间形成离子阱. 离子阱形成的主要机理是: 由于两导线间的空间电势远高于太阳风等离子体电势, 太阳风离子从上游向此区域运动时, 必然会被减速, 当空间电势小于太阳风离子滞止电势^[14] ($\phi_w = \sqrt{m_{\text{ion}}v_0^2/(2e)}$) 时, 离子减速通过; 当空间电势等于太阳风离子滞止电势时, 离子逐渐减速直至阻滞; 当空间电势大于滞止电势时, 离子在被减速阻滞后反射回上游. 故无论空间电势与滞止电势大小, 此区域离子均被减速、形成高密度离子区, 即离子阱. 大部分离子在经过导线鞘层附近时, 受鞘层电场影响, 运动轨迹发生偏转. 被减速、阻滞的离子

和轨迹偏转的离子将 x 方向动量传递给帆导线, 形成推力.

3.1.3 自洽电场空间电势分布

图 6 为自洽电场空间电势分布随时间的演变过程. 由图 6(a) 可见, 初始时刻是一个较大范围的椭圆形等势线分布, 此时电子、离子在整个计算区域内均匀分布, 未能屏蔽导线电场. 随着计算时间的推移, 电子、离子在导线电场和自洽电场作用下运动, 形成帆导线鞘层, 即新的等势线分布, 如图 6(b) 所示, 此时等势线相对于图 6(a) 被明显压缩, 表现出明显的等离子体屏蔽作用. 导线鞘层形成初期被剧烈压缩, 鞘层区域非常小, 随后会逐渐反弹并稳定在一个略有增大的结构区域, 图 6(c)—图 6(f) 展现了鞘层反弹并稳定的过程.

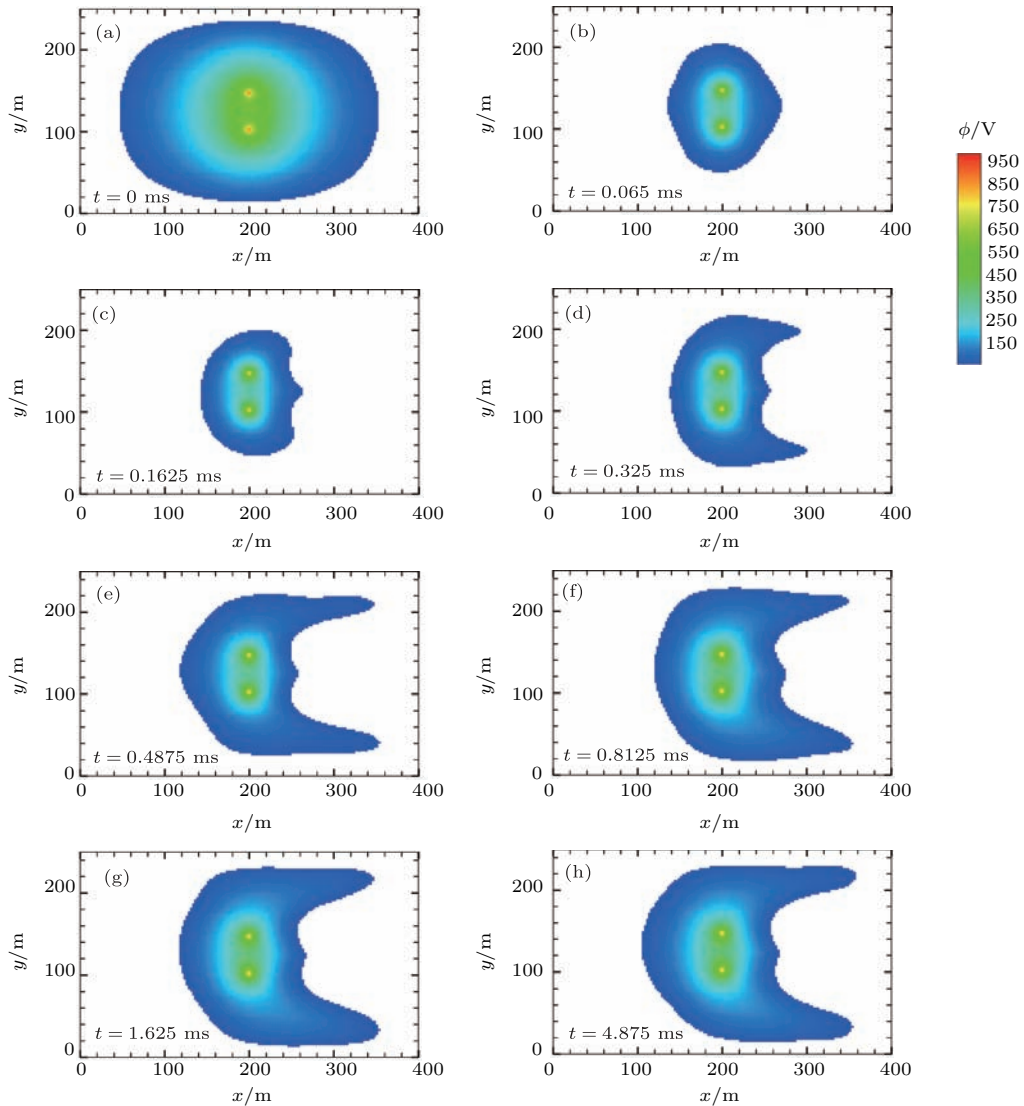


图 6 (网刊彩色) 电势分布随时间的变化

Fig. 6. (color online) Electric potential distribution with run time.

随着时间进一步推移, 离子轨迹发生偏转并形成离子空洞, 等势线分布沿着离子运动轨迹呈现出明显的拖尾状分布, 如图 6(g) 和图 6(h) 所示.

3.2 导线间距对自洽电场和等离子体空间分布的影响

进一步开展了不同导线间距条件下的自洽电场和等离子体空间分布的数值模拟, 图 7 和图 8 分别为导线间距 $L = 15, 25, 35, 45, 55, 65, 75, 85$ m 情况的离子数密度和自洽电场空间电势分布结果.

由图 7 可见, 在导线间距较小的情况下 ($L = 15$ m), 两个离子空洞在下游区域出现重合, 离子阱在下游近乎封闭, 此区域离子全部被阻滞在离子阱中. 随着导线间距增大, 离子阱区域随之增大, 从

而引入更多的上游离子进入离子阱内; 另一方面, 离子空洞逐渐分离, 离子阱下游逐渐由封闭状态发展为开放状态, 此时部分离子被阻滞或反弹, 部分离子会减速通过离子阱.

图 8 所示为自洽电场空间电势分布, 在导线间距较小的情况下, 两根帆导线的鞘层近乎叠加重合. 随着导线间距的增大, 导线鞘层逐渐分离, 表现为两个部分相交的椭球形鞘层结构. 另外, 在一定范围内, 导线间距增大使得离子阱中离子数密度增大, 进而使得鞘层电势分布除了两侧的拖尾段外, 在两个鞘层交接处形成第 3 个小拖尾, 如图 8(f)—图 8(h) 所示, 同时使得两侧鞘层拖尾段变短.

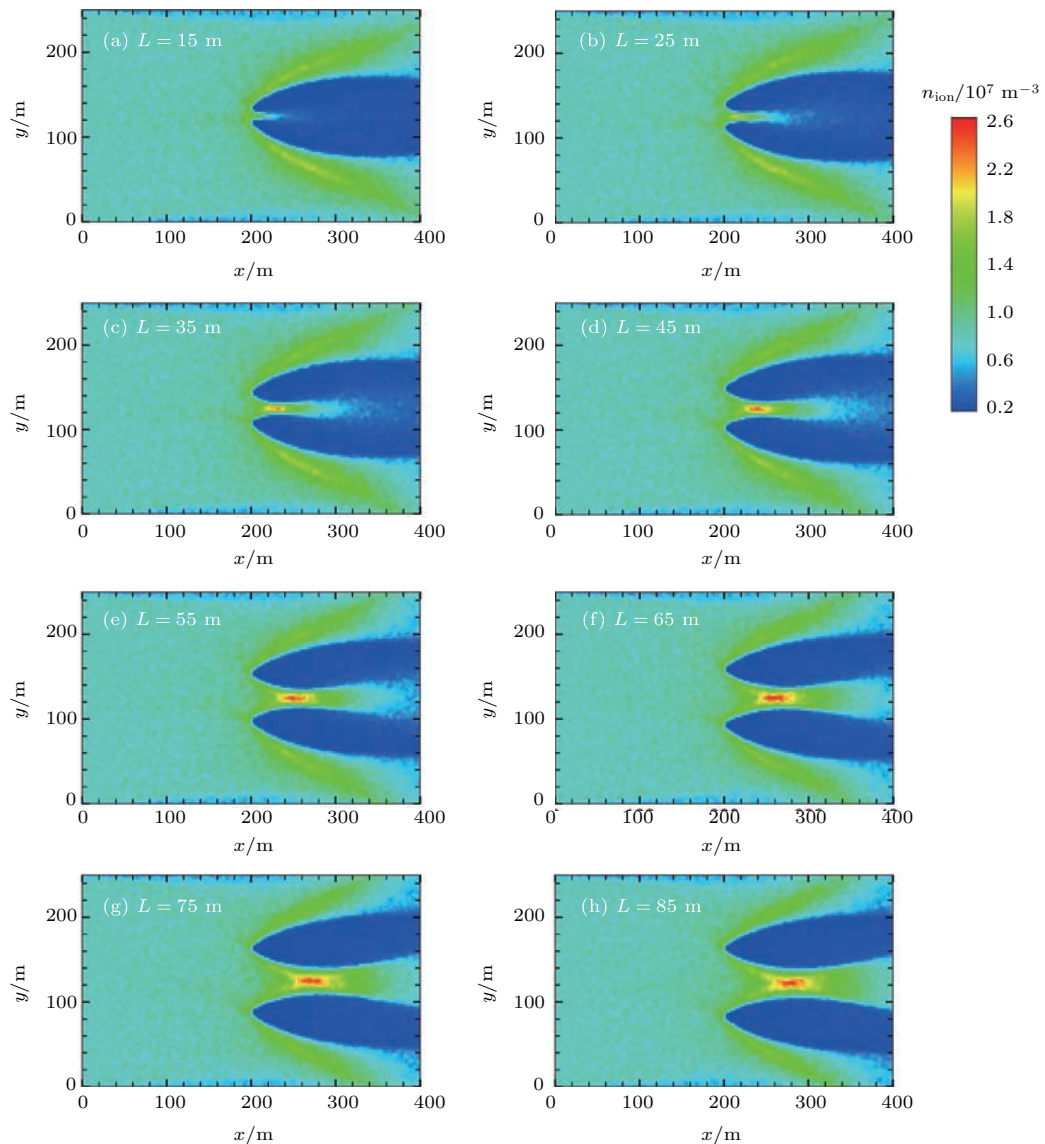


图 7 (网刊彩色) 不同导线间距条件下离子数密度分布

Fig. 7. (color online) Ion number density distribution with difference cable distance.

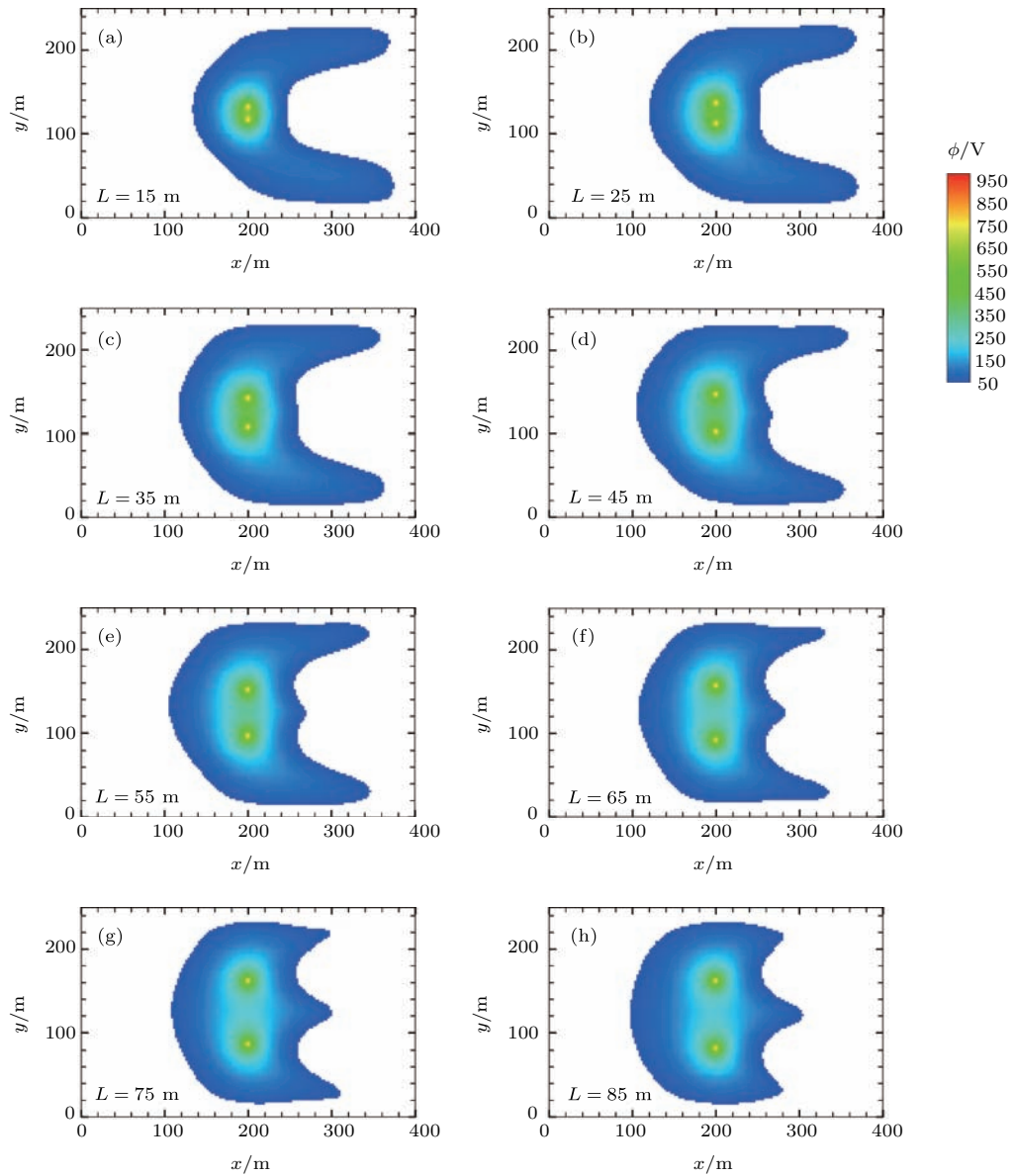


图8 (网刊彩色) 不同导线间距条件下电势分布

Fig. 8. (color online) Electric potential distribution with difference cable distance.

图9为轴线($y = 125\text{ m}$)上电势及离子数密度分布. 沿轴线方向, 电势呈现出先增大后减小的趋势, 在导线所在平面位置处($x = 200\text{ m}$)达到最大值. 但由图9(a)可以观察到电势曲线上升段和下降段为明显的非对称分布, 产生这种现象的原因是离子阱内带电粒子的非均匀分布. 另外, 导线间距也决定着轴线的最大电势, 随导线间距增大, 轴线最大电势逐渐减小.

由于离子势阱的存在, 轴线上离子数密度分布均具有一峰值: 在导线间距较小的情况下, 进入势阱的离子数相对较小, 峰值较小; 随着导线间距增大, 进入势阱离子数增大, 峰值随之增大. 峰值的

位置也随着导线间距增大右移, 这个结果在图7和图9(b)中均清晰可见, 其原因是导线间距增大, 轴线最大电势减小, 对离子的减速作用削弱, 离子最小速度位置右移, 导致密度峰值右移. 另一方面, 下游边界处的离子数密度表征为从离子势阱中逸出的离子量, 在导线间距较小时, 下游离子数密度较小, $L = 15\text{ m}$ 时, 下游离子数密度近乎为0, 极少离子能从势阱中逸出; 随着导线间距增大, 下游离子数密度随之增大, 即逸出势阱的离子数逐渐增大, $L = 85\text{ m}$ 时, 下游离子数密度与来流密度几乎相等, 意味着几乎所有的离子均会从势阱中逸出.

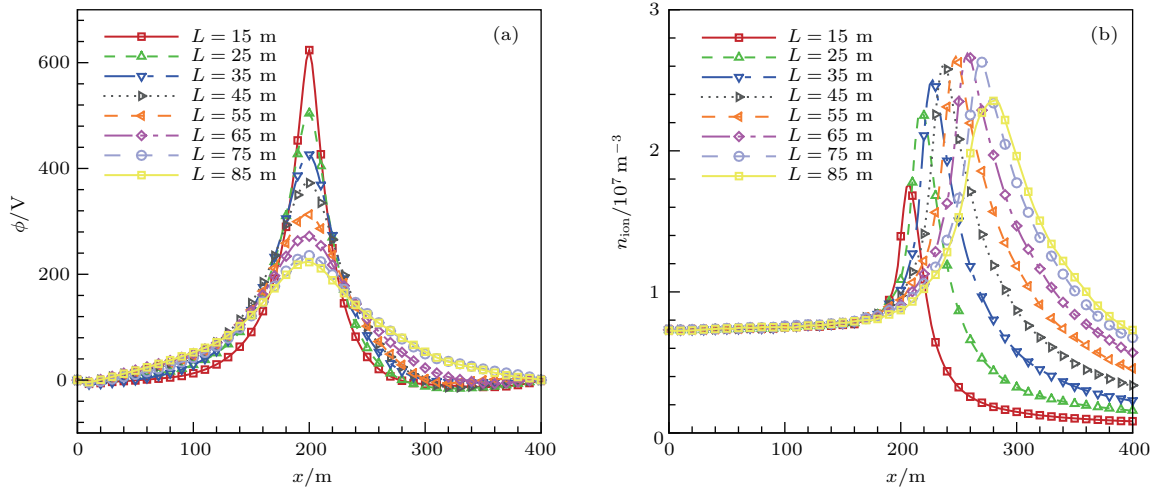


图9 (网刊彩色) 轴线参数分布 (a) 电势; (b) 离子数密度

Fig. 9. (color online) Parameters distribution on the axis: (a) Potential; (b) ion number density.

3.3 动量传递与帆导线受力分析

由牛顿第三定律可知, 电动帆导线电场对太阳风离子的作用力与太阳风离子对电动帆导线电场的作用力互为反作用力, 故电动帆推力可表示为计算区域所有太阳风离子所受合力的反作用力. 考虑电子质量远低于离子质量, 其对电动帆推力的贡献可以忽略, 计算电动帆推力时仅考虑太阳风离子的作用:

$$\mathbf{F}_{E\text{-sail}} = -e \sum_{i=0}^N \mathbf{E}_i,$$

式中, $\mathbf{F}_{E\text{-sail}}$ 表示推力矢量, N 为离子个数, \mathbf{E}_i 为第 i 个离子位置处的场强矢量. 二维计算中, 垂直纸面方向的计算均取的单位长度, 即 1 m, 故上式计算结果为单位长度的导线产生的推力密度, 其量纲为 N/m. 图 10 为不同导线间距情况下, 2 根平行导线所受合力情况. 其中, 间距 $L = 0$ m 表示两根导线重合在一起, 其受力仅为单导线受力.

由图 10 可见, 随着导线间距增大, 导线受力呈现出先增大后减小的趋势. 其原因是随着导线间距增大, 离子阱内滞止离子增多, 更多的离子动量传递给帆导线, 因而帆导线受力随之增大; 但当帆间距继续增大, 虽然上游进入离子阱中的离子逐渐增多, 但从势阱下游逸出的离子数也随之增大, 而且逸出离子的轴向速度呈逐渐增大的趋势, 传递给帆导线的动量减少, 因此帆导线受力非增反减. 由此可见, 在电动帆推力器设计过程中, 要根据帆导线

偏压合理设计帆导线间距, 以获得电动帆推力器较大的推力性能.

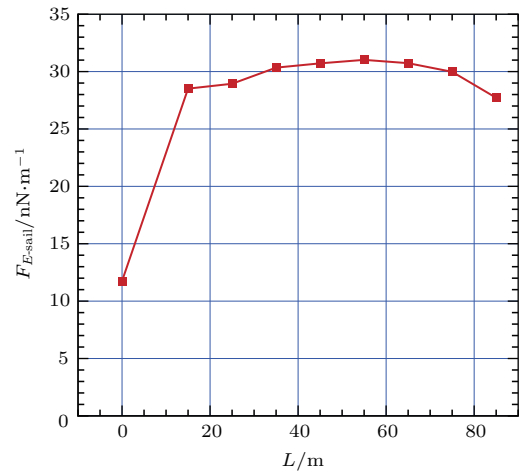


图 10 不同导线间距条件下推力

Fig. 10. Thrust with difference cable distance.

3.4 太阳风斜入射情况分析

随着太阳风风向和电动帆姿态变化, 太阳风和电动帆导线平面可能并不是垂直入射的关系, 进一步分析斜入射情况下鞘层分布和电动帆受力情况, 重点分析不同俯仰角情况下电动帆的推力方向.

图 11 为坐标系及方向角定义, 其中俯仰角 α 表征电动帆导线平面与水平面 x 方向 (定义为太阳风方向) 的夹角, 推力角 θ 定义为推力 $\mathbf{F}_{E\text{-sail}}$ 方向与水平面 x 方向夹角.

图 12 为导线间距 50 m, $\alpha = 143.5^\circ$ 斜入射情况下的鞘层电势分布和离子数密度分布. 由图可

见,斜入射情况下,帆导线主鞘层区域仍沿帆平面方向扩展,偏转的离子束流受鞘层电场作用,形成上下不均匀的分流.

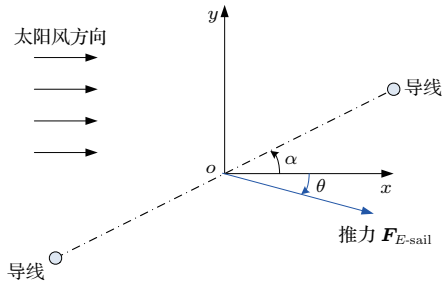


图 11 坐标系及方向角定义

Fig. 11. Coordinate system and direction angle.

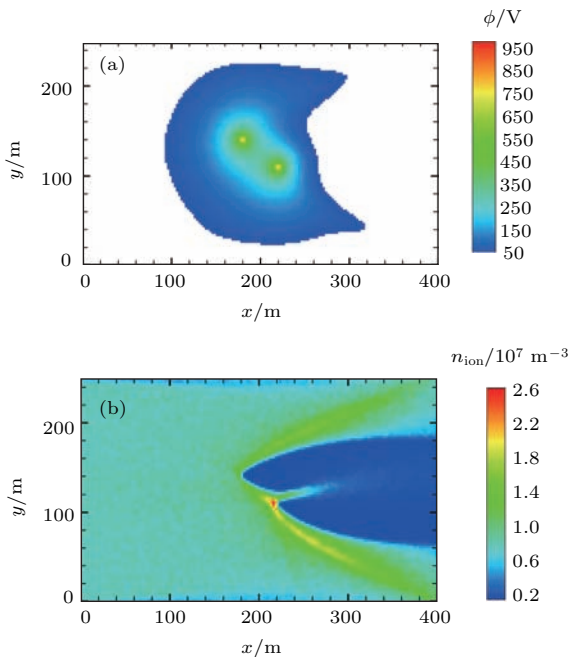


图 12 (网刊彩色) 斜入射条件下鞘层特性 (a) 电势分布; (b) 离子数密度分布

Fig. 12. (color online) Sheaths under oblique incidence: (a) Potential distribution; (b) ion number density distribution.

由于离子束流上下分流呈现不均匀性,根据动量交换,离子束流对电动帆的反作用形成的推力方向也会有 x 方向和 y 方向分量,其中 y 方向推力类似气动力中的升力.图 13 为 x, y 方向推力值及推力角 θ 随时间的变化.由图可见,在 $\alpha = 143.5^\circ$ 斜入射情况下, x 方向的推力值约为 37 nN/m , y 方向的推力值约为 18 nN/m , 推力角 θ 约为 22° .

仿真结果表明:升力作用是电动帆推进的主要机制之一,可能对电动帆航天器的轨道动力学产生重要影响,为此进一步通过 PIC 仿真计算了

不同俯仰角 α 情况下推力角 θ 的变化,如图 14 所示.计算结果表明,在导线平面与水平面(太阳风方向)夹角较小时,推力角 θ 变化较为剧烈:在 $0^\circ < \alpha < 45^\circ$ 区间,推力角 θ 从 0° 降至 -40° 后又迅速增大至 -9.5° ,而在 $45^\circ < \alpha < 90^\circ$ 区间,推力角 θ 的变化幅值仅为 9.5° .这个结论与 Toivanen 和 Janhunen^[14] 推力始终垂直电动帆屏幕的结果并不一致,但与 Yamaguch 和 Yamakawa^[20] 基于单导线的分析结果相近, Yamaguch 和 Yamakawa 认为推力角 θ 随俯仰角 α 的变化规律是一个非线性过程.另一方面,推力角 θ 随俯仰角 α 的增大呈现出先减小后增大的趋势:在 $0 < \alpha < 90^\circ$ 时,电动帆导线右倾, $\theta < 0$, 即升力小于 0; 在 $90^\circ < \alpha < 180^\circ$ 时,电动帆导线左倾, $\theta > 0$, 即升力大于 0; 升力方向随俯仰角的变化规律与空气动力学相一致.

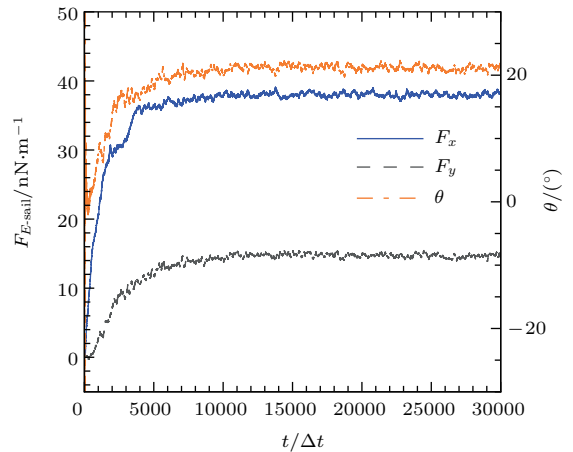


图 13 (网刊彩色) 推力及推力角随时间变化

Fig. 13. (color online) Thrust and thrust angle with time.

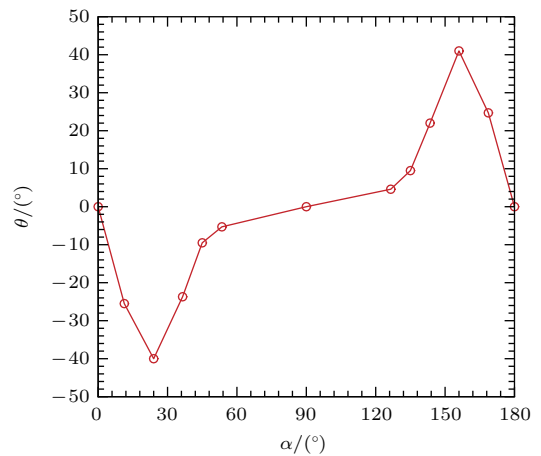


图 14 (网刊彩色) 推力角随俯仰角变化

Fig. 14. (color online) Thrust angle with pitch angle.

4 结 论

采用二维全粒子PIC方法,模拟了太阳风等离子体与电动帆平行双导线相互作用过程,重点分析了不同导线间距情况和斜入射情况下的导线鞘层分布及电动帆推力特性,得到以下结论:

1) 偏压导线的高电势会在导线附近形成离子空洞并向下游扩展,相邻导线鞘层相互影响形成的离子阱结构,会减速、滞止、反射部分离子;

2) 阱中的离子数量影响电动帆推力大小,随着导线间距增大,约束在阱中的离子数量先增大后减小,故推力也表现出先增大后减小的趋势;

3) 太阳风斜入射情况的数值研究,首次从等离子体动力学仿真出发,确定了电动帆推力受帆姿态影响,可分为沿太阳风方向的水平推力和垂直太阳风方向的升力2个分量;

4) 推力角 θ 随俯仰角 α 的增大呈现出先减小后增大的趋势:在 $0 < \alpha < 90^\circ$ 时,电动帆导线右倾, $\theta < 0$,即升力小于0;在 $90^\circ < \alpha < 180^\circ$ 时,电动帆导线左倾, $\theta > 0$,即升力大于0;升力与俯仰角的关系与气体动力学的规律一致.

参考文献

- [1] Janhunen P 2004 *J. Propul. Power* **20** 763
- [2] Mengali G, Quarta A A, Janhunen P 2008 *J. Spacecraft Rockets* **45** 122
- [3] Wiegmann B <http://www.nasa.gov/content/heliopause-electrostatic-rapid-transit-system-herts/> [2016-05-25]
- [4] Janhunen P, Toivanen P, Envall J, Merikallio S, Montesanti G, Amo J G, Kvell U, Noorma M, Lätt S 2014 *Proc. Est. Acad. Sci.* **63** 267
- [5] Envall J, Janhunen P, Toivanen P, Pajusalu M, Ilbis E, Kalde J, Averin M, Kuuste H, Laizans K, Allik V, Rauhala T, Seppänen H, Kiprich S, Ukkonen J, Hægström E, Kalvas T, Tarvainen O, Kauppinen J, Nuottajärvi A, Koivisto H 2014 *Proc. Est. Acad. Sci.* **63** 210
- [6] Slavinskis A, Pajusalu M, Kuuste H, Ilbis E, Eenmäe T, Sünter I, Laizāns K, Ehrpāis H, Liias P, Kulu E, Viru J, Kalde J, Kvell U, Kütt J, Zālīte K, Kahn K, Lätt S, Envall J, Toivanen P, Polkko J, Janhunen P, Rosta R, Kalvas T, Vendt R, Allik V, Noorma M 2015 *IEEE Aerosp. Electron. Syst. Mag.* **30** 13
- [7] Huo M Y, Peng F J, Zhao J, Xie S B, Qi N M 2015 *J. Astronautics* **36** 1363 (in Chinese) [霍明英, 彭福军, 赵钧, 谢少彪, 齐乃明 2015 宇航学报 **36** 1363]
- [8] Mengali G, Quarta A A 2009 *J. Guid. Control. Dyna.* **32** 1018
- [9] Wang Y, Wei Y M, Li Y, Yu Y, Bian B X 2015 *Chin. Space Sci. Technol.* **32** 26 (in Chinese) [王昱, 魏延明, 李永, 于洋, 边炳秀 2015 中国空间科学技术 **32** 26]
- [10] Sanchez-Torres A 2014 *Contrib. Plasma Phys.* **54** 314
- [11] Janhunen P, Sandroos A 2007 *Ann. Geophys.* **25** 755
- [12] Janhunen P 2011 *Acta Astronaut.* **68** 567
- [13] Janhunen P 2012 *ASP Conference Series* **459** 271
- [14] Toivanen P K, Janhunen P 2013 *J. Propul. Power* **29** 178
- [15] Xiong M, Li X 2012 *Solar Phys.* **279** 231
- [16] Bame S J, McComas D J, Barraclough B L, Phillips J L, Sofaly K J, Chavez J C, Goldstein B E, Sakurai R K 1992 *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **92** 237
- [17] Turner M M 2006 *Phys. Plasmas* **13** 033506
- [18] Chen M L, Xia G Q, Mao G W 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 182901 (in Chinese) [陈茂林, 夏广庆, 毛根旺 2014 物理学报 **63** 182901]
- [19] Sun A B, Becker M M, Loffhagen D 2016 *Comput. Phys. Commun.* **206** 35
- [20] Yamaguchi K, Yamakawa H 2016 *J. Astronaut. Sci.* **63** 1

Characteristics and stress analysis of sheath of parallel conducting tethers for the electric sail*

Chen Mao-Lin^{1)†} Xia Guang-Qing^{2)‡} Wei Yan-Ming³⁾⁴⁾ Yu Yang³⁾
Sun An-Bang⁵⁾ Mao Gen-Wang¹⁾

1) (*Science and Technology on Combustion, Internal Flow and Thermo-Structure Laboratory, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*)

2) (*State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

3) (*Beijing Institute of Control Engineering, Beijing 100080, China*)

4) (*Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*)

5) (*State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, School of Electrical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

(Received 28 May 2016; revised manuscript received 30 June 2016)

Abstract

The interaction between the solar wind plasma and the bias electric field of long conducting tethers is the basic operation mechanism of the electric sail thruster. A two-dimensional (2D) full particle model is established to investigate the momentum transfer process between the solar wind plasma and parallel conducting tethers, while normal incidence and oblique incidence of the solar wind are taken into account. To ensure the accuracy and stability of the present PIC method, we take a grid space step of 2.5 m that is smaller than the Debye length and a time step of 162.5 ns that is limited by the plasma frequency. The main features including the spatial electric potential and ion number density distribution are represented under the influences of tether distance and solar wind incidence angle, in addition, the effect of the bias voltage on momentum transfer process is analyzed. At a steady state, the number of electrons is slightly higher than that of ions, owing to the attraction of the positive potential of tethers. Different tether distances (i.e., from 15 m to 85 m) are taken and show that a high potential bias voltage of tethers can slow down, cease, reflect and deflect a large number of ions, resulting in a plasma cavity in the vicinity of the tethers. An ion trap forms and captures many ions, owing to the interaction between the sheaths of the two conducting tethers. In general, a bias voltage of 1 kV produces a thrust of 30 nN/m with two tethers, on the assumption that the solar wind incomes normally. If we increase the distance between two conducting tethers, both trap captured ions and thrust show a first increase and then decrease trend. Furthermore, the investigations of the solar wind oblique incidence show that the thrust of the electric sail is determined by its attitude and is separated into force components in two directions: a horizontal force that is along the solar wind and a lift force that is perpendicular to the solar wind. We conclude that the present work first shows that the lift force is less than zero when the tether plane leans to the right, and greater than zero if the tether plane turns left. The increasing of the pitch angle leads to a variation of the thrust from -40° to 40° . The presented dependence of the thrust on the attitude of the tether plane provides an important reference for the optimal design of the orbit dynamics of the electric sail spacecraft.

Keywords: space propulsion, electric sail, plasma simulation, particle in cell

PACS: 96.25.Qr, 94.20.wc, 96.50.-e

DOI: 10.7498/aps.65.209601

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51276147), the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 3102014KYJD005), and the Fundamental Research Foundation Northwestern Polytechnical University, China (Grant No. NPU-FFR-JC20120201).

† Corresponding author. E-mail: chenmaolin@nwpu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: gq.xia@dlut.edu.cn