

## 外磁场作用下的磁等离子体动力学过程仿真

罗杨 陈茂林 苏冬冬 许诺 王忠晶 韩志聪 赵豪

## Simulation of magnetoplasmadynamic process with applied magnetic field

Luo Yang Chen Mao-Lin Su Dong-Dong Xu Nuo Wang Zhong-Jing Han Zhi-Cong Zhao Hao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 055204 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211383

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211383>

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

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667>

#### 高功率微波输出窗内侧击穿动力学的PIC/MCC模拟研究

PIC/MCC simulation of breakdown dynamics inside high power microwave output window

物理学报. 2018, 67(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181260>

#### 使用不同工质的会切磁场等离子体推力器

Cusped field thruster using different propellants

物理学报. 2018, 67(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180366>

#### 离子推力器推力密度特性

Thrust density characteristics of ion thruster

物理学报. 2018, 67(2): 022901 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171507>

#### 腔体结构参数对毛细管放电型脉冲等离子体推力器放电特性的影响

Influence of cavity configuration parameters on discharge characteristics of capillary discharge based pulsed plasma thruster

物理学报. 2021, 70(23): 235204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211198>

#### 真空罐穿舱法兰介质微放电的实验研究

Experimental study of multipactor on dielectric of penetration flange for vacuum chamber

物理学报. 2021, 70(12): 127901 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210106>

# 外磁场作用下的磁等离子体动力学过程仿真

罗杨<sup>1)</sup> 陈茂林<sup>2)†</sup> 苏冬冬<sup>2)</sup> 许诺<sup>1)</sup> 王忠晶<sup>1)</sup> 韩志聪<sup>2)</sup> 赵豪<sup>2)</sup>

1) (北京机械设备研究所, 北京 100854)

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

(2021 年 7 月 26 日收到; 2021 年 11 月 23 日收到修改稿)

磁等离子体动力学推力器是空间高功率电推进装置的典型代表, 磁等离子体动力学过程是其核心工作机制. 为深入理解外磁场对其工作特性的影响, 本文采用粒子云 (particle in cell, PIC) 方法结合基于自相似准则的缩比模型, 进行外加磁场作用下磁等离子体动力学推力器工作过程的建模仿真, 通过与实验结果对比验证模型和方法的可靠性, 并重点分析推力器点火启动过程的等离子体特性参数分布, 以及外磁场和阴极电流对推力器工作性能的影响. 研究表明: 阴阳极放电电弧构建是推力器启动和高效工作的关键步骤; 外磁场强度较低工况不利于构建稳定放电电弧, 等离子体束流集中于轴线附近, 推力主要产生机制是自身场加速; 外磁场强度较高时, 阴阳极放电电弧稳定, 推力产生主要机制是涡旋加速, 推力、比冲随外磁场强度线性增大; 推力器效率随阴极电流和外磁场强度增大而增大; 放电电压随阴极电流增大而增大, 但随外磁场强度的增大表现出先减小后增大的趋势.

**关键词:** 磁等离子体动力学推力器, 粒子模拟, 电推力器

**PACS:** 52.75.Di, 95.30.Qd, 52.65.-y, 52.65.Rr

**DOI:** 10.7498/aps.71.20211383

## 1 引言

磁等离子体动力学推力器 (magnetoplasma-dynamic thruster, MPDT) 是通过洛伦兹力产生推力的航天推进装置, 也称洛伦兹力加速器, 可实现兆瓦级功率和百牛级推力性能, 是高功率、大推力电推力器的重要发展方向. MPDT 在美国、前苏联/俄罗斯、日本、德国、意大利、中国均得到了广泛关注和重点研究<sup>[1,2]</sup>, 实验室内实现了数千瓦至数兆瓦功率的 MPDT 测试, 最大测试推力达 100 N 以上.

研究人员对 MPDT 进行了大量的理论分析、仿真模拟和实验测试等工作. 在仿真模拟研究方面早期主要采用流体模型: Brushlinskii 和 Morozov<sup>[3,4]</sup> 最早于 20 世纪 60 年代采用流体模型对大功率 MPDT 开展数值模拟, 获得了 MPDT 轴向密度分

布与电流的关系; Kimura 等<sup>[5]</sup> 提出了单温度的二维计算模型, 并使用该模型对 MPDT 的工作过程进行模拟; Niewood<sup>[6]</sup> 和 Sheppard 等<sup>[7]</sup> 提出了双温度轴对称数值模型来研究计算推力器内部的流场分布, 考虑了非平衡电离过程和中性气体的影响; Caldo 等<sup>[8]</sup> 采用双温度模型来研究了反常运输对 MPDT 流动的影响. Rudolph<sup>[9]</sup> 在 MPDT 流体模拟过程中采用多重网格和多重时间步长法, 解决了时间依赖性问题. Heiermann<sup>[10]</sup>、赵博强等<sup>[11]</sup>、Sary 等<sup>[12]</sup>、Tahsini<sup>[13]</sup> 采用流体模型对 MPDT 内部的电离过程和多种输运过程进行了详细建模仿真, 实现了对 MPDT 推力器的整体性能计算.

流体模型适用于 MPDT 的高密度等离子体特性, 具有计算适用性强、计算约束条件少、计算速度快的特点. 但是流体作为基于宏观的平均化方法, 流体模型无法捕捉到等离子体的一些瞬时现

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

象. 粒子云 (particle in cell, PIC)<sup>[14]</sup> 等基于动力学过程的等离子体粒子模拟方法是捕捉 MPDT 工作过程中等离子体演化过程和瞬时现象的优选方法. 由于 MPDT 高等离子体密度特性对 PIC 仿真时间步长和空间步长的限制, 使得其对计算资源和计算机时需求巨大, 故早期粒子模拟方法在 MPDT 仿真中应用较少. Tang 等<sup>[15–17]</sup> 开展了 PIC 方法在 MPDT 模拟中的应用探索, 采用改变重粒子质量的加速计算方法减少了计算机时, 实现了低功率下 MPDT 工作过程模拟; Li 等<sup>[18]</sup> 采用 PIC 方法开展了无外加磁场作用下的 MPDT 工作过程模拟. 本文采用 PIC 方法结合基于自相似准则的缩比模型进行外加磁场作用下的 MPDT 工作过程模拟, 解决 MPDT 极高等离子体密度对模拟时间步长、空间步长的限制, 在减小计算量的同时, 进行真实工况下 MPDT 工作过程模拟和性能影响因素分析.

## 2 模型与方法

### 2.1 MPDT 结构与工作原理

根据磁场产生方式的不同, MPDT 分为两大类: 自身场磁等离子体动力学推力器 (self-field MPDT, SF-MPDT) 和附加场磁等离子体动力学推力器 (applied-field MPDT, AF-MPDT). 本文主要开展 AF-MPDT 工作过程的仿真研究, 其主要结构包括阴极、阳极和电磁线圈, 如图 1 所示.

AF-MPDT 主要有 3 种加速机制产生推力: 气动加速、自身场加速和附加场加速, 附加场加速又包括霍尔加速和涡旋加速.

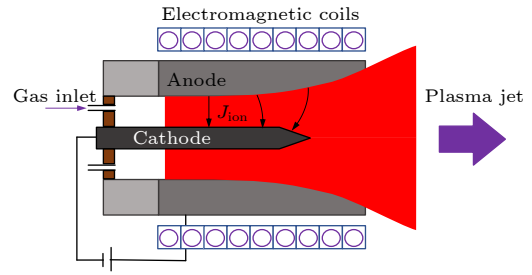


图 1 AF-MPDT 结构和工作原理示意图

Fig. 1. Schematic of AF-MPDT structure and operating principle.

1) 气动加速. 气动加速分量是通过电弧欧姆加热将电能转换为热能来提高推进剂的总焓, 进一步喷管将热能转换为动能而产生推力. 当 MPDT 在高功率工况工作时, 电磁加速占主导, 气动加速分量可忽略.

2) 自身场加速. 图 2(a) 为自身场加速原理. MPDT 工作时, 电流轴向分量会产生一个周向自感磁场  $B_\theta$ , 该磁场又与电流相互作用产生洛伦兹力: 其中径向电流  $j_r$  与周向自感磁场  $B_\theta$ , 产生一个轴向的力 ( $j_r \times B_\theta$ ), 该作用力直接对推力产生贡献; 而轴向的电流  $j_z$  与自感磁场  $B_\theta$  相互作用产生径向的洛伦兹力 ( $j_z \times B_\theta$ ), 该作用力会导致轴线附近的等离子体密度增大, 并产生一个不平衡的压力, 间接对推力产生贡献. 由于感应磁场  $B_\theta$  与电流线性相关, 自身场加速产生的推力与电流表现为平方关系. 自身场加速机制在 SF-MPDT 中贡献较大, 而在 AF-MPDT 中贡献较小.

3) 霍尔加速. 图 2(b) 为霍尔加速原理. 在 AF-MPDT 中, 外部电磁线圈会在阴阳极间产生轴向磁场  $B_z$  和径向磁场  $B_r$ . 根据欧姆定律, 轴向磁场

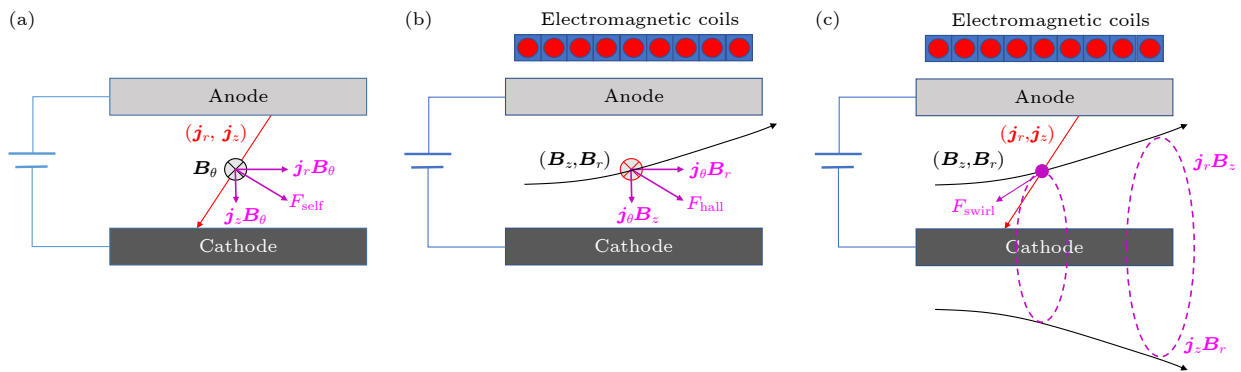


图 2 MPDT 加速机理 (a) 自身场加速; (b) 霍尔加速; (c) 涡旋加速

Fig. 2. MPDT acceleration mechanism: (a) Self-field acceleration; (b) hall acceleration; (c) vortex acceleration.

$B_z$  和径向电场作用下, 等离子体会感生出周向电流  $j_\theta$ , 与自身场机制相似,  $j_\theta$  会与附加磁场产生箍缩力 ( $j_\theta \times B_z$ ) 和轴向力 ( $j_\theta \times B_r$ ).

4) 涡旋加速. 图 2(c) 为涡旋加速原理. 在 AF-MPDT 中, 阴阳极间的轴向和径向电流分量, 也会与外部电磁线圈产生的径向磁场  $B_r$  和轴向磁场  $B_z$  相互作用, 产生周向电磁力 ( $j_r \times B_z$ ) 和 ( $j_z \times B_r$ ), 使等离子体产生角向涡旋, 宏观上表现为自旋的等离子体径向膨胀, 在物理/磁喷嘴的作用下再转化为轴向作用力, 产生推力. 涡旋加速产生的推力与电流和外加磁场的乘积  $IB$  成正比, Fradkin<sup>[19]</sup> 的实验也验证了该推力关系.

## 2.2 物理模型

为了便于仿真结果与实验结果对比分析, 采用 Myers 团队设计的 AF-MPDT 推力器<sup>[20]</sup> 作为计算模型, 其几何结构如图 3 所示, 图中标注单位为 mm, 虚线框内为仿真模拟区域.

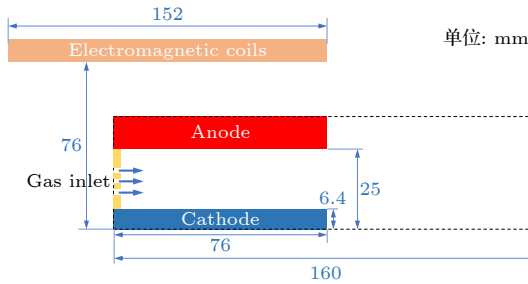


图 3 MPDT 几何结构与计算区域  
Fig. 3. MPDT geometry and simulation area.

## 2.3 仿真方法

### 2.3.1 PIC 方法

PIC 方法是等离子体粒子模拟的常用方法, 其核心过程包括电磁场求解、带电粒子在电磁场作用下运动、以及粒子碰撞三部分<sup>[21]</sup>.

MPDT 工作过程中的电磁场分布及演化可以通过麦克斯韦方程描述, 由于 MPDT 工作过程中电磁场的时变量较小, 可以忽略, 故可将麦克斯韦方程简化为

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \\ \nabla \times \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \end{cases} \quad (1)$$

式中,  $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$  为磁感应强度,  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$  为电场强度,  $\mu_0$  为真空磁导率,  $\mathbf{J}$  为电流,  $\rho$  为电荷密

度,  $\varepsilon_0$  为真空介电常数,  $\mathbf{A}$  为矢量磁位,  $\phi$  为电势. 进一步将 (1) 式改写为泊松方程形式, 便于数值求解:

$$\begin{cases} \nabla^2 \cdot \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{J}, \\ \nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}. \end{cases} \quad (2)$$

带电粒子的运动通过牛顿-洛伦兹方程进行描述, 如下:

$$\begin{cases} m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \\ \frac{d\mathbf{s}}{dt} = \mathbf{v}, \end{cases} \quad (3)$$

式中,  $m$  为粒子质量,  $\mathbf{v}$  为粒子速度,  $e$  为单位电荷,  $\mathbf{s}$  为粒子位置,  $t$  为时间.

PIC 方法处理粒子间的碰撞一般使用蒙特卡罗碰撞 (Monte Carlo collision, MCC) 方法<sup>[22]</sup>. 在 MPDT 模拟过程中, 考虑如下碰撞类型: 电子与中性分子间的弹性碰撞、激发碰撞、电离碰撞, 离子与中性分子间的弹性碰撞和电荷交换 (charge exchange, CEX) 碰撞, 电子-电子、电子-离子、离子-离子间的库仑碰撞, 以及电子的 Bohm 碰撞.

### 2.3.2 边界条件设置

仿真中, 主要包含阴极、阳极、绝缘壁面、对称轴和自由边界 5 种边界类型. 阴极边界设置为 Neumann 边界, 固定法向场强  $E_\perp = \sigma/\varepsilon_0$ , 切向场强为  $E_\parallel = 0$ , 其中  $\sigma$  为阴极表面电荷密度; 固定阴极的轴向电流密度为  $j_{z,\text{cathode}} = I/(\pi R_{\text{cathode}}^2)$ , 径向电流密度和周向电流密度均为 0, 其中,  $I$  为阴极电流,  $R_{\text{cathode}}$  为阴极半径; 阴极作为粒子吸收边界, 粒子碰撞阴极后注销. 考虑离子碰撞阴极壁面的二次电子发射过程, 对于钨阴极, 当氩离子的入射能量介于 10—100 eV 之间时二次电子发射系数为 0.095 左右.

阳极设置为零电势的 Dirichlet 边界和粒子吸收边界, 粒子碰撞阳极后注销. 阴极阳极间的绝缘壁面为 Neumann 边界, 可认为壁面表面的场强是由累积电荷得到, 且垂直于壁面, 即法向场强  $E_\perp = \sigma/\varepsilon_0$ , 切向场强为  $E_\parallel = 0$ . 对于离子, 绝缘壁面为吸收边界, 离子碰撞绝缘壁面后注销; 对于电子, 分别考虑在壁面沉积、反射、激发一个二次电子、以及激发两个二次电子的情况, 4 种情况的概率分别为



$$\begin{aligned}
P_{\text{dep}}(\xi) &= 0.5e^{-\frac{\xi^2}{43.4592^2}}, \\
P_{\text{ref}}(\xi) &= 0.5e^{-\frac{\xi^2}{30^2}}, \\
P_{2\text{se}}(\xi) &= 0.5e^{-\frac{\xi^2}{127.8958^2}}, \\
P_{1\text{se}}(\xi) &= 1 - P_{\text{dep}}(\xi) - P_{\text{ref}}(\xi) - P_{2\text{se}}(\xi), \quad (4)
\end{aligned}$$

式中,  $\xi$  为电子能量,  $P_{\text{dep}}(\xi)$  为电子沉积壁面的概率,  $P_{\text{ref}}(\xi)$  为电子发射反射的概率,  $P_{1\text{se}}(\xi)$  为电子撞击出一个二次电子的概率,  $P_{2\text{se}}(\xi)$  为电子撞击出两个二次电子的概率.

自由边界主要是粒子的出口, 粒子运动越过自由边界后注销; 计算模型是二维轴对称模型, 中心轴线为对称边界, 粒子运动出对称边界时进行镜面反射处理; 电磁场方程均使用 Neumann 边界为自由边界, 可认为电场、磁场在自由边界处的法相分量为零.

## 2.4 基于自相似准则的缩比模型

PIC 仿真过程中, 空间步长需要小于德拜长度, 时间步长需要小于等离子体频率, 并同时满足 CFL 条件. 对于 MPDT, 电子数密度一般大于  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ , 对应德拜长度一般小于  $10^{-6} \text{ m}$ , 单个自由度的仿真网格数一般需要数万至数十万, 等离子体频率约  $10^{12} \text{ Hz}$ , 对应时间步长约  $10^{-12} \text{ s}$ . 要同时满足空间步长和时间步长需求, 也会给计算量带来极大挑战, 因此需要一些加速方法在保证仿真准确性的同时, 减少计算量.

目前对全粒子 PIC 模拟有两大类加速方法, 一种是直接改变介电常数以及重粒子质量来加速计算的方法<sup>[23]</sup>, 另一种是 Khayms<sup>[24]</sup> 和 Taccogna 等<sup>[25]</sup> 在霍尔推力器仿真中使用基于自相似准则的缩比模型方法, 其基本特征是保证推力器性能参数成比例缩放.

鉴于 MPDT 和霍尔推力器工作过程和物理特征相似, 本文采用基于自相似准则的缩比模型方法, 结合 PIC 粒子模拟方法, 进行 MPDT 仿真模型构建和加速计算. 为了获得准确的推力器性能参数, 缩比模型中, 相似准则选取如下: 1) 推力器的比冲  $I_{\text{sp}}$  不变; 2) 磁场对电子的约束效果不变; 3) 电子平均自由程与推力器特征尺寸比值不变.

缩比模型中, 将推力器特征尺寸缩小至  $1/\tau$ , 则物理量电流  $I$ 、质量流量  $\dot{m}$ 、数密度  $n_e$ ,  $n_i$ 、电场

$E$ 、磁场  $B$ 、推力  $F$ 、比冲  $I_{\text{sp}}$  和效率  $\eta$  的缩比系数分别为  $1/\tau$ ,  $1/\tau$ ,  $1/\tau$ ,  $\tau$ ,  $\tau$ ,  $\tau$ ,  $1$ ,  $1$  和  $1/\tau$ . 其中自变量为计算输入时需要调整的量, 因变量表示根据调整后的输入量而发生改变的物理量. 缩比模型将推力器尺寸缩小为原来的  $1/\tau$  后, 电子数密度同样也扩大为原来的  $\tau$  倍, 使得德拜长度缩小  $1/\tau^{1/2}$ , 可以认为缩比系数  $\tau$  对单方向的网格数量的缩小量为  $1/\tau^{1/2}$ , 对于轴对称模型, 网格数量缩小  $1/\tau$ . 本文仿真中  $\tau$  取为  $8 \times 10^6$ .

## 3 仿真结果与分析

### 3.1 中性气体流场分布

中性气体流场分布一般采用直接蒙特卡罗模拟 (direct simulation Monte Carlo, DSMC) 方法求解, 将等离子体放电和输运过程模拟的 PIC 方法与中性气体流场模拟的 DSMC 方法耦合, 会大幅增大计算需求. 本文将中性气体流场与等离子体流场解耦处理, 即先单独采用 DSMC 方法模拟 MPDT 中的中性气体流场, 然后采用电推进仿真中常用的 PIC/MCC 方法处理带电粒子与中性气体原子间的相互作用, 即将具备一定分布的气体原子作为背景, 参与带电粒子的碰撞处理, 但其分布不随模拟过程变化, 这样可在保证较好的计算精度的同时, 大幅缩减计算机时.

针对 Ar 工质, 流量为  $\dot{m} = 0.1 \text{ g/s}$  的情况下的气体初始流场, Ar 原子数密度分布和流线如图 4 所示, 流场内中性粒子数密度量级约在  $10^{20}$ — $10^{21} \text{ m}^{-3}$  量级.

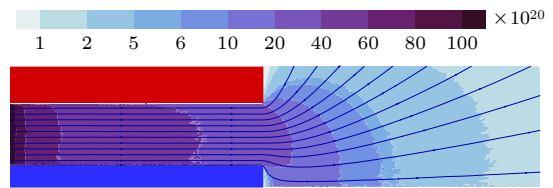


图 4 Ar 原子数密度分布和流线  
Fig. 4. The number density and streamlines of Ar.

### 3.2 等离子体密度分布演化

通过推力器内部等离子体特性参数的演化, 可以分析推力器内部放电和带电粒子的输运过程. 针对外磁场  $B = 0.03 \text{ T}$ , 阴极电流  $I = 1000 \text{ A}$  工作参数下的 MPDT 的工作过程进行仿真, 在缩比模型中, 计算时间步长为  $1 \times 10^{-18} \text{ s}$ , 对应实际情况

的时间步长  $8 \times 10^{-12}$  s.

### 3.2.1 电子数密度

MPDT 的放电由阴极发射的电子电流主导, 故首先分析放电过程中的电子数密度分布随时间的演化过程, 不同时间步的电子数密度分布仿真结果如图 5 所示.

MPDT 点火启动过程中, 电子数密度分布随时间的变化可初步分为 3 个阶段: 放电初期, 电子从阴极发射后, 受外加磁场约束, 沿磁力线螺旋运动, 呈扩张型分布; 放电中期, 电子在阴极尖端下游堆积, 逐渐形成一个高密度分布区域, 并向阳极方向延伸, 构成一条连通阴阳极的高密度电子分布带, 形成放电电弧; 放电末期, 放电电弧逐渐稳定, 等离子体区域进一步扩张, 并在阴阳极下游形成完整的高密度的稳态分布, 推力器进入稳定工作状态. 推力器在达稳态工作状态后, 在推力器外部, 电子束流分为两个部分, 一个集中在阴极尖端的轴线处向下游扩散, 另一部分电子随磁力线向下游扩散, 这和实验观测到的现象一致<sup>[1]</sup>. 稳态时, MPDT 阳极尖端的电子数密度达  $10^{21} \text{ m}^{-3}$ , 阴阳极下游的电子数密度达  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ .

### 3.2.2 离子数密度

阴极发射电子在电磁场共同作用下运动的同时, 会碰撞中性气体分子发生电离, 产生新的电子和离子. 由于离子完全由电离过程产生, 离子数密

度分布随时间的演化过程更真实地反映 MPDT 的电离过程, 不同时间步的离子数密度分布仿真结果如图 6 所示.

由图 6 可知, 在放电初期, 离子数密度同样由小增大, 并随着放电进行, 其分布也逐渐稳定. 在放电初期, 离子数密度的分布与电子分布相似, 其原因是离子由电子电离碰撞产生的, 在高电子数密度处离子数密度高; 随着放电进行, 离子数密度的分布逐渐偏离电子分布, 呈现出高密度区域逐渐由阴极尖端附近向整个下游区域扩张并向轴线附近聚焦的趋势, 离子分布偏离电子分布的原因是离子质量大, 受磁场的约束远小于电子, 故运动轨迹和最终分布也与电子不同. 稳态工作时, 离子数密度最高达到  $10^{21} \text{ m}^{-3}$ , 主要仿真区域离子数密度约  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ , 与电子数密度相当.

## 3.3 外加磁场对 MPD 性能影响及其与实验数据的对比分析

外加磁场是影响 MPDT 推力器性能的重要参数, 在阴极电流  $I = 1000 \text{ A}$ , 流量为  $\dot{m} = 0.1 \text{ g/s}$  工况下, 开展外磁场  $B = 0.008, 0.017, 0.025, 0.034, 0.052$  和  $0.069 \text{ T}$  情况下的 MPDT 工作过程仿真, 分析不同磁场强度下的电子数密度分布和推力器性能参数, 并进行仿真结果与实验结果对比, 验证仿真模型和方法的有效性.

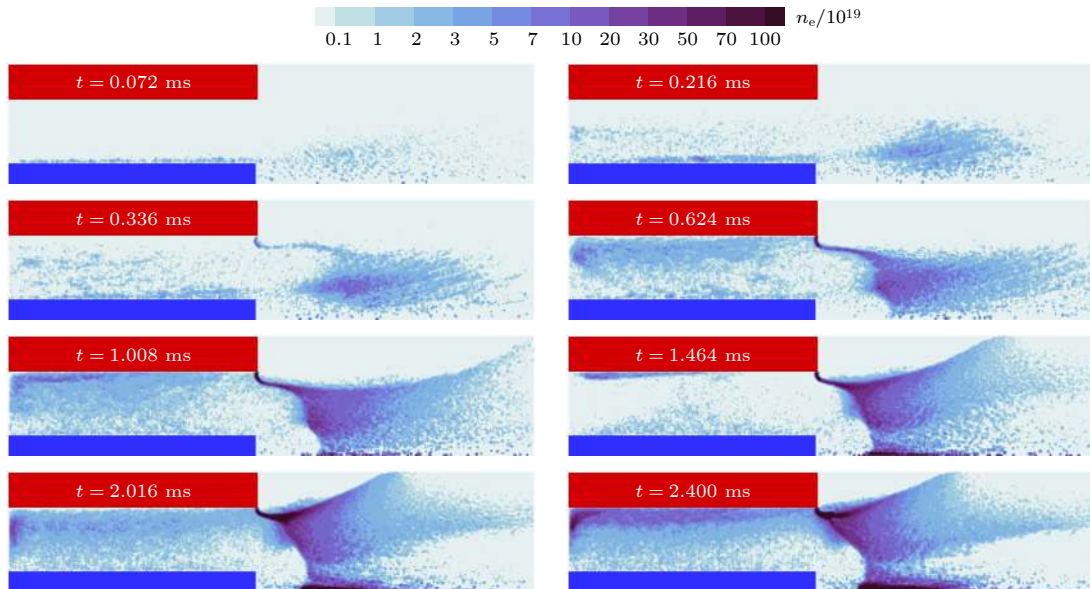


图 5 电子数密度分布

Fig. 5. Distribution of electron number density.

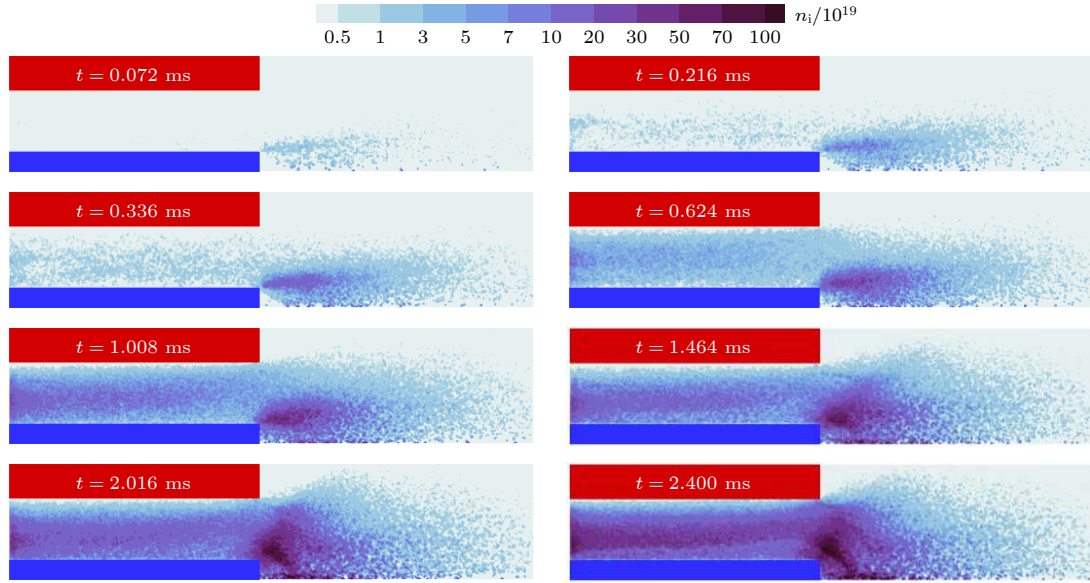


图6 离子数密度分布

Fig. 6. Distribution of ion number density.

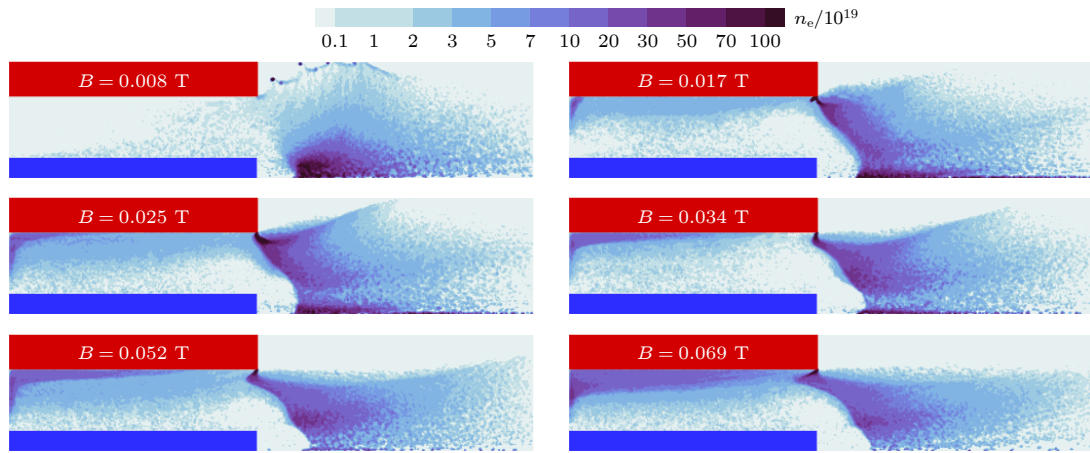


图7 不同磁场强度下的电子数密度分布

Fig. 7. Electron number density distribution with different applied magnetic field.

### 3.3.1 不同外磁场的电子数密度分布

不同外磁场作用下, MPDT 稳态工作时的电子数密度分布如图7所示。

从图7可知, 在  $B = 0.008$  T 情况下, 电子仅在阴极下游的轴线附近形成高密度区域, 未能形成高效的阴阳极电弧放电; 随着磁场强度的增大, 中轴线高密度区域逐渐向径向移动, 在外磁场强度  $B = 0.017\text{--}0.340$  T 之间时, 电子数密度出现两个高密度区域, 分别位于轴线附近和推力器出口下游区域, 构成稳定的放电电弧; 外磁场强度继续增大, 轴线附近的高密度区域逐渐缩小, 当磁场  $B > 0.052$  T 时, 中心轴线的高密度区域基本不存在。

分析认为: 在外磁场强度较小时, 推力器的自感磁场比重较大, 自感磁场主要为周向磁场, 约束电子在轴线附近聚集; 随着外磁场的增加, 自感磁场的比重降低, 外磁场对电子的约束成为主要部分, 外磁场将使得电子沿着磁力线向下游运动。

### 3.3.2 外磁场对推力器性能的影响

根据不同外磁场作用下的仿真结果, 计算了 MPDT 稳态工作时的放电电压  $U$ 、推力  $F$  和效率  $\eta$ , 如图8所示。

由图8可知, 当  $B < 0.053$  T 时, 放电电压随外磁场增大而降低,  $B \geq 0.052$  T 时放电电压逐渐变大。其原因是阴极表面电荷密度决定了阴极电势



即放电电压的大小, 而阴极表面电子的运动受磁场影响严重: 当外磁场较小时, 自感磁场对电子的约束占据主导, 电子向阴极聚集, 增大了阴极表面电荷密度, 放电电压升高; 随着外加磁场增大, 电子逐渐跳出自感磁场约束, 远离阴极, 使得放电电压降低; 当外磁场进一步增大时, 外加磁场对电子约束增强, 电子难以跨越阴极磁力线沿径向扩散, 使得阴极表面电荷密度增大, 放电电压再次升高。

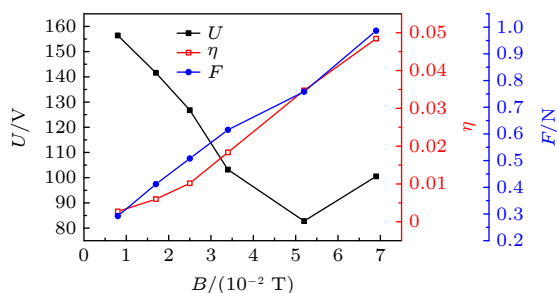


图 8 MPDT 性能随外磁场的变化

Fig. 8. MPDT performance changes with applied magnetic field.

不同磁感应强度条件下的推力结果表现为随磁感应强度  $B$  近似线性增大, 与 Myers<sup>[20]</sup> 的实验结论一致. 在  $B = 0.069$  T 情况下的推力值为  $0.98$  N, 略小于 Myers<sup>[20]</sup> 的实验结果  $1.16$  N, 误差产生的原因可能是本文仿真忽略了气动推力的贡献; 推力器的效率同样表现为随磁感应强度  $B$  增大而增大的趋势。

### 3.3.3 与实验测试数据对比分析

Myers<sup>[20]</sup> 实验测量了不同外加磁场情况下的 MPDT 推力器的比冲、效率等性能参数, 为了进一步验证本文仿真程序的准确性, 将仿真结果与 Myers<sup>[20]</sup> 的实验结果进行对比, 如图 9 所示。

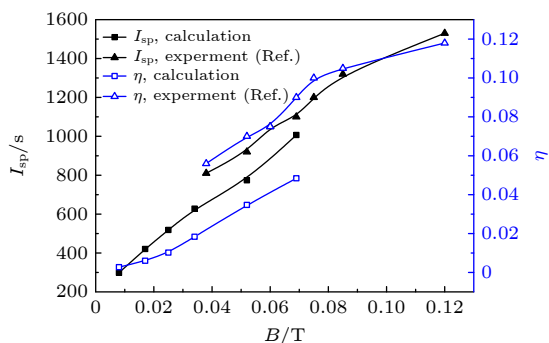


图 9 仿真与实验结果对比

Fig. 9. Comparison of simulation and experimental results.

由图 9 可知, 仿真获得的比冲、效率等性能参数随外加磁场强度的变化趋势与实验结果一致. 计算比冲值低于实验结果约 20%, 其原因是计算比冲由  $I_{sp} = F/\dot{m}$  计算得来, 在本文仿真中未考虑气动力对总推力的贡献, 使得计算推力性能低于真实情况, 并导致计算比冲低于实验结果. 计算效率值相比实验结果有约 50% 的误差, 其原因可能是计算效率与推力和比冲的乘积成正比, 计算推力和计算比冲均低于实验结果, 导致计算效率误差进一步增大。

虽然推力、比冲和效率的仿真结果因忽略气动加速贡献略小于真实值, 但误差不是很大, 并且能准确反映工况对性能的影响, 故认为, 本文建立的模型和方法在高磁场强度工况下有较好的准确性和可信度。

## 3.4 阴极电流对 MPDT 工作过程及性能的影响分析

阴极电流是影响 MPDT 推力器性能的另一个重要参数, 在外磁场  $B = 0.025$  T, 流量  $\dot{m} = 0.1$  g/s 工况下, 开展阴极电流  $I = 750, 1000, 1250, 1500, 1750$  和  $2000$  A 情况下的 MPDT 工作过程仿真, 分析阴极电流对电子数密度分布和推力器性能的影响。

### 3.4.1 电子数密度分布

不同阴极电流情况下, MPDT 稳态工作时的电子数密度分布如图 10 所示。

由图 10 可知, 推力器内部的电子数密度随着电流的增大而增大; 对于  $B = 0.025$  T, 流量  $\dot{m} = 0.1$  g/s 工况,  $750\text{--}2000$  A 的阴极电流情况, 都在阴极尖端下游位置都出现了电子高密度分布区域. 阴极电流增大, 高密度区域也逐渐扩大, 具体表现为随着电流增大, 外磁场对放电等离子体束的约束效果逐渐减弱, 低电流工况的等离子体束流发散角明显小于高电流工况, 其原因是电流增大, 电子数密度增大, 电子间的库仑碰撞增多, 会使得更多的电子沿跨越磁力线沿径向扩散。

### 3.4.2 阴极电流对推力器性能的影响

根据不同阴极电流条件下的仿真结果, 计算了 MPDT 稳态工作时的放电电压  $U$ 、推力  $F$  和效率  $\eta$ , 如图 11 所示。



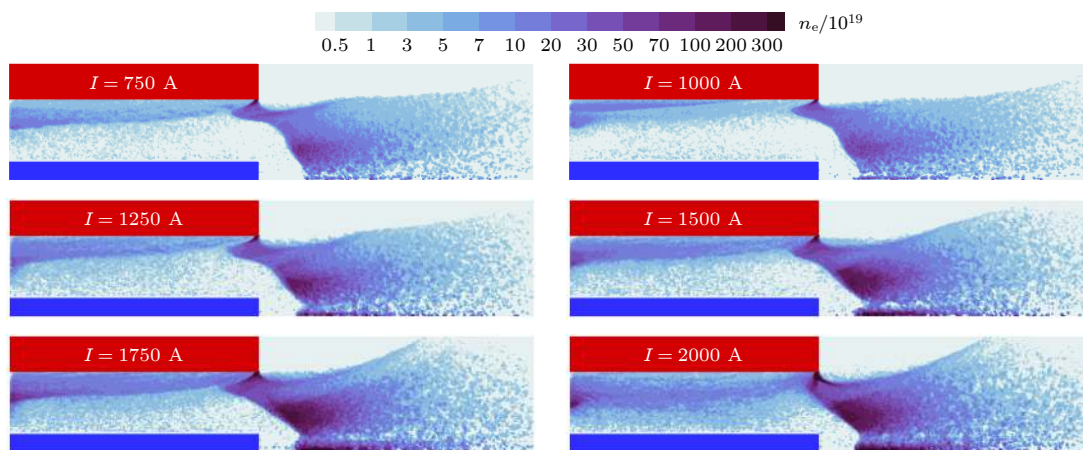


图 10 不同阴极电流下的电子数密度分布

Fig. 10. Distribution of electron number density under different cathode current.

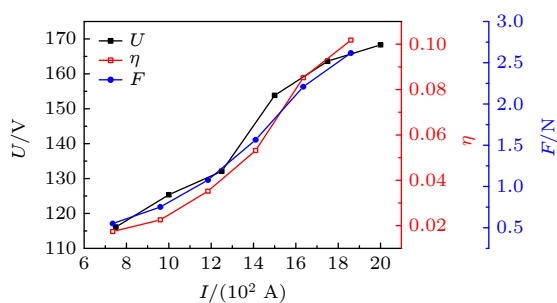


图 11 MPDT 性能随阴极电流的变化

Fig. 11. MPDT performance changes with cathode current.

从图 11 可知, 放电电压随阴极电流的增大而增大, 原因是阴极电流越大, 阴极表面的电子数密度越大, 阴极表面电荷增加, 放电电压增大; 另外, 自感磁场随阴极电流增大而增大, 并进一步约束电子向阴极聚集, 使得阴极表面电荷增加, 放电电压增大。

在 750—2000 A 阴极电流范围内, 推力随电流增大而近似线性增大. 在  $I = 750\text{—}2000\text{ A}$  的电流工况下, 计算区域内的自感磁场强度为 0.001—0.040 T, 量级上与外磁场相当, 但自感磁场主要集中于阴极附近, 在其余大部分区域外磁场明显强于自感磁场, 故此时 MPDT 的推力由涡旋加速机制产生, 正比于电流大小。

推力器的效率同样表现为随阴极电流  $I$  增加而增大的趋势, 这与 MPDT 低功率工况效率低, 高功率工况效率高的实验结果一致。

## 4 结 论

本文建立了基于缩比模型的 MPDT 工作过程

的粒子仿真模型, 研究了 MPDT 点火启动时的放电电弧建立过程, 以及外磁场强度和阴极电流对 MPDT 性能参数的影响, 并通过仿真结果与已有实验数据对比, 验证了仿真模型的准确性. 点火启动过程研究表明, 放电电弧建立后, 在阴极下游和阳极附近形成两处高电子数密度区并连通以维持稳定的放电电弧, 离子主要集中在阴极下游并沿轴向喷射形成等离子体喷流. 不同外磁场强度下的结果表明, 提高外磁场强度有利于构建阴阳极放电电弧, 随着外磁场强度由 0.008 T 提升至 0.069 T, MPDT 的推力产生机制逐渐由自身场加速转变为涡旋加速, 推力和比冲性能随外磁场强度增加近似线性增大. 不同阴极电流的结果表明, 在  $B = 0.025\text{ T}$ ,  $I = 750\text{—}2000\text{ A}$  条件下, 在推力器内部绝大部分区域, 外磁场强度大于自感磁场, 推力产生机制为涡旋加速, 推力随电流增加而近似线性增加. MPDT 效率总体表现为随外磁场强度和阴极电流增大而增大的趋势, 符合其适用于高功率工况的特性。

## 参考文献

- [1] Han X, Zhang Z, Chen Z Y, Marano M, Tang H B, Xiao J B 2021 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 135203
- [2] Tang H T, Wang Y B, Wei Y M 2018 *J. Propul. Technol.* **39** 2401 (in Chinese) [汤海滨, 王小白, 魏延民 2018 *推进技术* **39** 2401]
- [3] Brushlinskii K V 1968 *USSR Computational Mathematics and Mathematical Physics* **8** 135
- [4] Brushlinskii K V, Gerlakh N I, Morozov A I 1966 *Fluid Dyn.* **1** 134
- [5] Kimura I, Toki K, Tanaka M 1982 *AIAA J.* **20** 889
- [6] Niewood E H 1993 *Ph. D. Dissertation* (Cambridge: Massachusetts Institute of Technology)
- [7] Sheppard E J 1994 *Ph. D. Dissertation* (Cambridge: Massachusetts Institute of Technology)

- [8] Caldo G, Choueiri E Y, Kelly A J, Jahn R G 1992 *Proceedings of the 28th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Nashville, July 6–8, 1992
- [9] Rudolph L K 1981 *Ph. D. Dissertation* (Princeton: Princeton University)
- [10] Heiermann J, Auweter-Kurtz M 2005 *J. Propuls. Power* **21** 119
- [11] Zhao B Q, Li Y, Zhou C, Wang G, Wang B J, Cong Y T 2021 *J. Solid Rocket Technol.* **44** 233 (in Chinese) [赵博强, 李永, 周成, 王戈, 王宝军, 丛云天 2021 *固体火箭技术* **44** 233]
- [12] Sary G, Garrigues L, Boeuf J 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 055007
- [13] Tahsini A M 2014 *Appl. Mech. Mater.* **598** 239
- [14] Tskhakaya D, Matyash K, Schneider R, Taccogna F 2007 *Contrib. Plasma Phys.* **47** 563
- [15] Tang H B, Cheng J, Liu C, York T M 2012 *Phys. Plasmas* **19** 073108
- [16] Li M, Tang H B, Ren J X, York T M 2013 *Phys. Plasmas* **20** 103502
- [17] Cheng J, Tang H B, York T M 2014 *Phys. Plasmas* **21** 063501
- [18] Li J, Zhang Y, WU J J, Cheng Y Q, Du X R 2019 *Energies* **12** 1579
- [19] Fradkin D B 1973 *Ph. D. Dissertation* (Princeton: Princeton University)
- [20] Myers R M 1991. *Proceedings of the 27th Joint Propulsion Conference, Sacramento*, June 24–26, 1991
- [21] 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]
- [22] Vahedi V, Surendra M 1995 *Comput. Phys. Commun.* **87** 179
- [23] Szabo J J 2001 *Ph. D. Dissertation* (Cambridge: Massachusetts Institute of Technology)
- [24] Khayms V 2000 *Ph. D. Dissertation* (Cambridge: Massachusetts Institute of Technology)
- [25] Taccogna F, Longo S, Capitelli M, Schneider R 2005 *Phys. Plasmas* **12** 053502

## Simulation of magnetoplasmadynamic process with applied magnetic field

Luo Yang<sup>1)</sup>   Chen Mao-Lin<sup>2)†</sup>   Su Dong-Dong<sup>2)</sup>   Xu Nuo<sup>1)</sup>

Wang Zhong-Jing<sup>1)</sup>   Han Zhi-Cong<sup>2)</sup>   Zhao Hao<sup>2)</sup>

1) (*Beijing Institute of Mechanical Equipment, Beijing 100854, China*)

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

( Received 26 July 2021; revised manuscript received 23 November 2021 )

### Abstract

The magnetoplasmadynamic thruster is a typical representative of the high-power electric propulsion device, and the magnetoplasmadynamics process is its core operating mechanism. In order to understand the influence of applied magnetic field on its operating characteristics, the particle-in-cell particle simulation method combined with the scale model based on the self-similarity criterion is used to simulate the operating process of magnetoplasmadynamic thruster with applied magnetic field. The reliability of the model and method are verified by comparing with the experimental results. The plasma characteristic parameter distribution of the thruster during ignition is analyzed, and the influence of external magnetic field and cathode current on the thruster performance are discussed. The research results show that the construction of the discharge arc between the cathode and anode is a key step for thruster ignition and efficient operation. A low-intensity magnetic field is not conducive to the construction of a stable discharge arc, while the plasma beam is concentrated near the axis and the main thrust generation mechanism is the self-field acceleration. The discharge arc between cathode and anode is stable by applying a high magnetic field, and the main mechanism of thrust generation is vortex acceleration, which causes the thrust and specific impulse to increase linearly with the strength of the external magnetic field. The efficiency of the thruster increases with cathode current and the applied magnetic field intensity increasing. The discharge voltage increases with the augment of cathode current, but first decreases and then increases with applied magnetic field intensity increasing.

**Keywords:** magnetoplasmadynamic thruster, particle-in-cell, electric thruster

**PACS:** 52.75.Di, 95.30.Qd, 52.65.-y, 52.65.Rr

**DOI:** 10.7498/aps.71.20211383

† Corresponding author. E-mail: [chenmaolin@nwpu.edu.cn](mailto:chenmaolin@nwpu.edu.cn)