

专题: 低温等离子体非平衡输运与主动调控

可变比冲磁等离子体发动机电离与离子加热过程数值模拟

杨振宇 张元哲 范威 杨广杰 韩先伟 谭畅[†]

(西安航天动力研究所, 陕西省等离子体物理与应用技术重点实验室, 西安 710100)

(2025 年 8 月 29 日收到; 2025 年 10 月 20 日收到修改稿)

可变比冲磁等离子体发动机具有大推力、高比冲、长寿命、可变比冲、和高效等技术优势, 是未来深空探测、载人航天所必需的先进动力装置. 可变比冲磁等离子体发动机内螺旋波等离子体源与离子回旋共振单元相互串联, 探究发动机内电离过程对离子加热过程的影响规律对发动机性能测试与优化具有重要意义. 本文建立了串联螺旋波等离子体源与离子回旋共振单元的多组分流体模型, 并在不同螺旋波等离子体源输入电流与气压条件下进行了数值模拟, 探究了螺旋波等离子体源工作状态对离子回旋共振单元离子能量密度的影响规律. 研究表明: 螺旋波等离子体源放电模式随输入电流与背景气压增大逐渐转变, 计算区域内等离子体密度与离子回旋共振单元内的离子能量密度出现跳变现象; 在本文模型及输入条件下, 螺旋波等离子体源中的工质电离过程与离子回旋共振单元的离子加热过程是解耦的, 螺旋波等离子体源的工作模式并不影响单个离子通过离子回旋共振单元所获得的能量增益, 发动机进而可以实现多模态工作.

关键词: 可变比冲磁等离子体发动机, 螺旋波等离子体源, 离子回旋共振单元, 流体模拟**PACS:** 02.10.Yn, 33.15.Vb, 98.52.Cf, 78.47.dc**DOI:** 10.7498/aps.74.20251170**CSTR:** 32037.14.aps.74.20251170

1 引言

随着航天技术的发展, 太空已成为 21 世纪世界大国竞争的重要疆域, 世界航天已进入以空间资源开发、载人航天、大规模深空探测任务为代表的新阶段. 传统的化学推进受到化学能和壁面温度的限制, 使得推进系统比冲较低, 已无法满足未来航天任务的技术要求^[1]. 大功率电推力器具有大推力、高比冲、大推力密度等优势, 是未来最具竞争力的空间推进技术之一.

可变比冲磁等离子体发动机 (variable specific impulse magnetoplasma rocket engine, VASIMR) 是一种射频形式的大功率电推力器, 其工作原理如图 1 所示. 发动机工作过程中通过螺旋波等离子体

源 (helicon plasma source, HPS) 电离工质产生高密度等离子体; 利用离子回旋共振加热 (ion cyclotron resonance heating, ICRH) 技术加热离子, 离子温度可达数百 eV; 最后在磁喷管的作用下, 离子的回旋能量转化为轴向动能, 形成高速离子束流从而产生推力^[2,3]. 可变比冲磁等离子体发动机与其他类型电推力器相比, 具有大功率 (50—200 kW)、

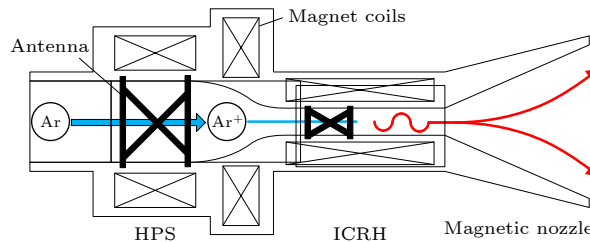


图 1 VASIMR 示意图

Fig. 1. Schematic of VASIMR.

[†] 通信作者. E-mail: casc_tan@163.com

大推力 (1—20 N)、高比冲 (3000—10000 s)、长寿命 (5000—20000 h)、可变推力比冲和高效 (50%—80%) 等优点, 是最具发展潜力的大功率电推进技术, 也是未来面向载人火星探测的兆瓦级电推进技术方案之一^[4].

从 VASIMR 的工作原理来看, 电子与离子需要分别在 HPS 与 ICRH 单元中吸收电磁波能量, 实现工质电离与离子加热. HPS 内的高效工质电离与 ICRH 单元内的高效离子加热过程是发动机获得大推力、高比冲的关键. Yang 等^[5] 和 Chen^[6] 对 HPS 进行了三维模拟研究, 探究了低磁场的等离子体密度峰值现象. 吴明阳等^[7] 开发了螺旋波仿真程序 PHD, 并提出了驻波共振理论解释 HPS 的能量沉积机制与模式转换问题. Chang 等^[8] 首次分析了“Blue Core”模式形成过程中波的传播过程及等离子体的能量沉积机制, 发现电场峰值位置并不在对称轴, 而与实验中的粒子输运垒位置重合. Rapp 等^[9] 在直线型等离子体装置 MPEX 上研究了 HPS 下游高密度氘等离子体的径向输运模型. VASIMR 的 ICRH 单元中波与等离子体只耦合一次, 离子能量分布函数偏离麦克斯韦分布, 离子在达到热弛豫之前即加速喷出^[10]. Boris 和 Ilin^[11] 提出了一套自治的理论来分析电磁波传播及离子通过共振区域的运动特性. 该模型中假设 ICRH 单元中无碰撞, 且离子只经过共振区一次, 若离子速度较快, 射频能量可以被离子完全吸收. ICRH 单元的粒子模拟研究表明 ICRH 单元共振区内离子垂直方向能量大幅上升, 在共振区下游, 垂直方向能量成功转换为平行动能从而产生推力^[12-14]. Wu 等^[15] 根据粒子模拟结果提出了 ICRH 单元改进磁位形以期提升 ICRH 单元能量耦合效率. Sun 等^[16] 在直线型等离子体装置 MPS-LD 上开展了 He 等离子体 ICRH 单元加热实验, 结果表明随 ICRH 单元输入功率增大, ICRH 单元下游离子能量分布函数逐渐转变为多峰分布, 且概率峰逐渐右移.

从 VASIMR 工作原理来看, 发动机中 HPS 与 ICRH 单元相互串联, HPS 内工质的电离状态必将影响 ICRH 单元中的离子加热过程, 厘清发动机内电离过程对离子加热过程的影响规律对发动机性能测试与优化具有重要意义. 但现有数值模拟工作均将两者区分开来进行研究, 并未探讨两者间的耦合关系. HPS 的工作状态如何影响 ICRH 单元的能量耦合效率及发动机工作特性, 需要建立串联两

者的数值模型进行详细分析.

本文建立了串联 HPS 与 ICRH 单元的多组分流体模型, 并在不同气压与 HPS 输入电流条件下对 HPS 电离与 ICRH 单元离子加热过程进行了模拟, 探究了 HPS 工作状态对 ICRH 单元离子能量密度的影响规律, 对发动机性能优化具有重要的理论指导意义.

2 控制方程

2.1 电磁场

模型中通过求解 Maxwell 方程组 (1) 和方程 (2) 及带电粒子电流密度方程 (3) 和方程 (4) 得到电磁场:

$$\nabla \times \mathbf{H}_{\text{rf}} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_{\text{rf}}}{\partial t} + \mathbf{J}_{\text{total}}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_{\text{rf}} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_{\text{rf}}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{J}_j}{\partial t} = \frac{n_j q_j^2}{m_j} \mathbf{E}_{\text{rf}} + \frac{q_j}{m_j} \mathbf{J}_j \times \mathbf{B} - \nu_{jn} \mathbf{J}_j, \quad (3)$$

$$\mathbf{J}_{\text{total}} = \mathbf{J}_e + \mathbf{J}_i + \mathbf{J}_{\text{input}}, \quad (4)$$

其中下标 rf 代表由射频输入激发出的电磁场分量; \mathbf{H} , \mathbf{E} , \mathbf{J} 分别为磁场强度矢量、电场矢量、电流密度矢量; ε_0 与 μ_0 分别为真空介电常数与真空磁导率; \mathbf{B} 为背景静磁场. 下标 j 表示不同粒子, 模型中仅考虑单电荷离子与电子; i 表示离子; e 表示电子. n_j , q_j , m_j , ν_{jn} 分别为粒子密度, 粒子电荷量, 粒子质量, 粒子 j 与中性气体的碰撞频率; $\mathbf{J}_{\text{input}}$ 为输入电流密度; $\mathbf{J}_{\text{total}}$ 为总电流密度. 为模拟 ICRH 单元中的离子能量耦合过程, 本文模型在总电流密度中添加了离子电流密度项, 全电流方程中的总电流密度为电子电流密度、离子电流密度与输入电流密度之和.

得到计算区域中的电磁场及电流密度场后, 不同粒子的沉积功率密度表示为

$$P_j = \mathbf{J}_j \cdot \mathbf{E}_{\text{rf}}. \quad (5)$$

2.2 带电粒子

采用扩散-漂移方程来描述带电粒子, 仅对带电粒子数密度方程与能量方程进行求解即可^[5,7]. 电子与离子数密度方程与能量方程为

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_j = K_{\text{ion}} n_e n_n, \quad j = i, e, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_j k_B T_j \right) + \nabla \cdot \mathbf{Q}_j = P_j - \delta_{je} (\varepsilon_{\text{ion}} K_{\text{ion}} + \varepsilon_{\text{exc}} K_{\text{exc}}) n_e n_n + q_j \mathbf{F}_j \cdot \mathbf{E}_s, \quad j = i, e, \quad (7)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数; \mathbf{F}_j 为数流密度矢量; n_n 为中性组分数密度; K_{ion} , K_{exc} 分别为电离反应速率与激发反应速率; ε_{ion} 和 ε_{exc} 分别为电离反应与激发反应的阈值; T_j 为粒子温度; \mathbf{Q}_j 为粒子能量流密度; \mathbf{E}_s 是由于等离子体电荷分离产生的静电场. (7) 式中的 Kronecker 符号 δ_{je} 表示由非弹性碰撞带来的能量损失仅在电子能量方程中出现. 漂移-扩散方程中, 粒子数流密度与能量流密度表示为

$$\mathbf{F}_j = \mu_j (n_j \mathbf{E}_s + \mathbf{F}_j \times \mathbf{B}) - D_j \nabla n_j, \quad (8)$$

$$\mathbf{Q}_j = -\frac{3}{2} k_B D_j n_j \nabla T_j + \frac{5}{2} k_B T_j \mathbf{F}_j, \quad (9)$$

其中, μ_j , D_j 为粒子迁移率与扩散系数, $\mu_j = q_j / (m_j \nu_{jn})$; $D_j = k_B T_j / (m_j \nu_{jn})$, $\nu_{jn} = v_{\text{th}} \sigma_{jn} n_n$. v_{th} 为粒子热运动速率, $v_{\text{th}} = (8k_B T_j / \pi m_j)^{1/2}$, σ_{jn} 为有效碰撞截面. 模拟中 σ_{en} 设置为 $1 \times 10^{-19} \text{ m}^2$, σ_{in} 设置为 $1 \times 10^{-18} \text{ m}^2$ [5,7]. 本文模型使用 Ar 工质, 图 2 为不同电子温度下 Ar 的电离与激发反应速率曲线.

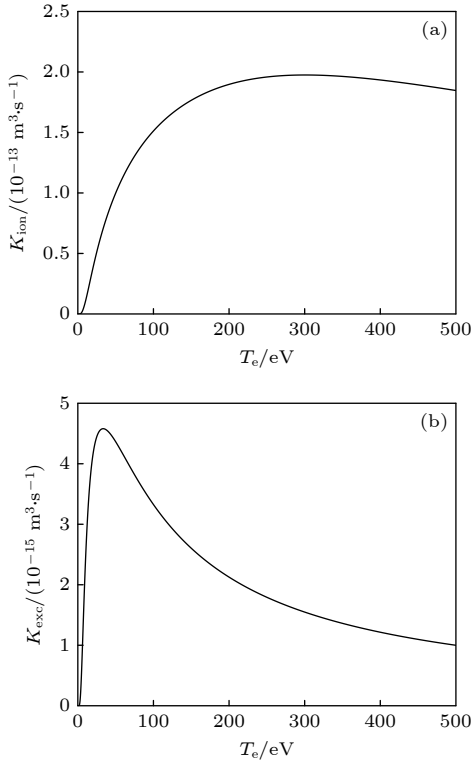


图 2 不同电子温度的反应系数 (a) 电离; (b) 激发
Fig. 2. Reaction rates with different electron temperature: (a) Ionization; (b) excitation.

2.3 中性原子

中性原子仅作为背景气体参与计算, 只需获得计算区域中的数密度分布即可, 模型中通过求解连续性方程 (10) 与动量方程 (11) 获得中性组分密度分布:

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot (n_n \mathbf{v}_n) = -K_{\text{ion}} n_e n_n, \quad (10)$$

$$\frac{\partial (n_n \mathbf{v}_n)}{\partial t} + \nabla \cdot (n_n \mathbf{v}_n \mathbf{v}_n) = -\frac{k_B T_n}{m_n} \nabla n_n, \quad (11)$$

其中 m_n , \mathbf{v}_n , T_n 分别为原子质量、数密度与温度.

2.4 静电场

通过求解半隐式泊松方程获得计算区域中的电势[17], 方程如 (12) 式所示, 静电场即为电势的负梯度 ((13) 式). 半隐式泊松方程中在方程右端加入了带电粒子的数流密度项, 用以预测下一时间步的电势, 增加计算时间步长, 带电粒子数流密度见 (6) 式.

$$\nabla^2 V = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{j=i,e} q_j \nabla \cdot \mathbf{F}_j, \quad (12)$$

$$\mathbf{E}_s = -\nabla V. \quad (13)$$

3 数值模型

3.1 数值算法

本文数值模型的具体数值算法及空间离散网格可见 Yang 等[18] 的报道. 数值模型采用交替方向时域有限差分 (ADI-FDTD) 方法对电磁场方程进行求解[19], 以获得计算区域电磁场强度及等离子体电流密度的时空分布, 进而得到等离子体中的沉积功率. 该算法中电磁场的 6 个分量根据 Yee 网格进行空间离散, 时间方向上采用交替方向隐格式方法进行离散, 每个时间步分为两个子时间步, 第一个子时间步 z 方向空间微分为隐格式, r 方向空间微分为显格式, 第二个子时间步交换隐格式方向, 每个子时间步条件稳定, 整时间步绝对稳定.

带电粒子方程在空间上采用交错网格离散, 粒子密度、温度、电势等标量位于整格点上, 数流密度与能量流密度等矢量则位于半网格点处. 求解过程中时间上采用隐格式, 通过迭代求解. 中性原子方程采用 LCPFCT 算法求解, 算法具体过程及验证性算例见 Boris 等[20] 的报道.

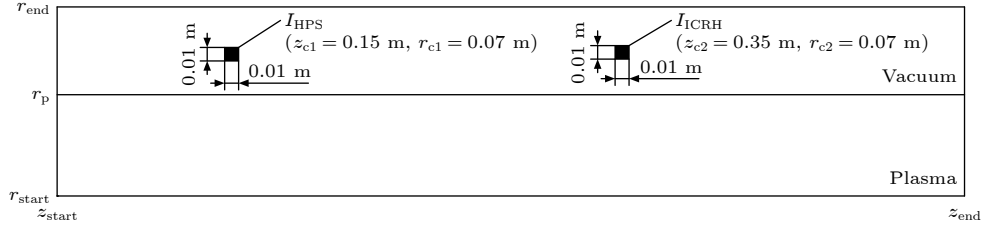


图 3 几何模型

Fig. 3. Geometric model.

静电场的求解中采用五点差分法对半隐式泊松方程进行离散, 通过超松弛 (SOR) 方法迭代求解.

3.2 几何模型

本文模型的计算区域为一个圆柱体, 如图 3 所示. z 方向下边界为 z_{start} , 上边界为 z_{end} , r 方向下边界为 r_{start} , 上边界为 r_{end} . 等离子体区同样为一个圆柱体, z 方向尺寸与计算区域相同, r 方向边界为 r_p . 在等离子体区与计算区域边界之间的环形区域内为真空区. 在 (z_{c1}, r_{c1}) 处馈入 HPS 输入电流, 在 (z_{c2}, r_{c2}) 处馈入 ICRH 单元输入电流. 模型几何参数如表 1 所列, 其中 Δr , Δz 和 Δt 分别为径向网格尺寸、轴向网格尺寸、时间步长.

表 1 模型的几何参数

Table 1. Geometric parameters of the model.

参数	值	参数	值
$r_{\text{start}}/\text{m}$	0	r_{c1}/m	0.07
r_{end}/m	0.1	z_{c2}/m	0.35
$z_{\text{start}}/\text{m}$	0	r_{c2}/m	0.07
z_{end}/m	0.51	$\Delta r/\text{m}$	0.005
r_p/m	0.06	$\Delta z/\text{m}$	0.01
z_{c1}/m	0.15	$\Delta t/(10^{-12} \text{ s})$	2

3.3 初始化及边界条件

计算区域磁场位形如图 4 所示, HPS 处磁感应强度为 0.2 T, ICRH 单元输入位置处磁感应强度为 0.898 T, 相应离子回旋频率为 342.5 kHz.

模型中输入电流均为沿角向的正弦电流, 输入电流密度为

$$J_{\text{input}} = \frac{I_{\text{input}}}{\Delta z \Delta r} \sin(2\pi f_{\text{input}} t), \quad (14)$$

其中 I_{input} 为输入电流; f_{input} 为输入频率. HPS 输入频率设置为 13.56 MHz, ICRH 单元输入频率设置为输入位置的离子回旋频率, 即 342.5 kHz.

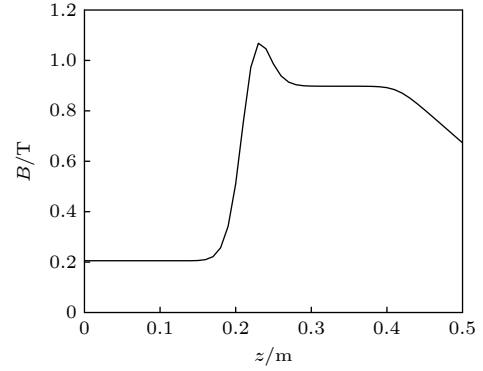


图 4 轴线上的磁场位形

Fig. 4. The profile of background magnetic field along axis.

计算模型中, 为避免电磁波反射引起干扰, 电磁场在 z 方向截断边界与 r_{end} 处采用隐式 MUR 吸收边界. 带电粒子方程中, r_p 处数密度设置为 0, 温度导数设置为 0, 在 z_{start} , z_{end} 处为外流边界. 中性组分在 r_p 处设置为初始值, z_{start} , z_{end} 两个边界处数密度导数为 0. 静电势在 r_p 处设置为 0. 所有变量在对称轴处采用对称边界.

Yang 等 [18,21,22] 利用本文数值模型对 HPS 放电过程进行了详细研究, 本文旨在研究 VASIMR 中 HPS 工作状态对 ICRH 单元离子加热过程的影响规律, 不再探讨 HPS 放电过程. $t = 0$ 时刻, 电磁场所有分量设置为 0, 静电场为 0, $n_e = n_i = 1.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 2 \text{ eV}$, $T_i = 500 \text{ K}$, 模型中设定中性原子温度为 300 K, 原子数密度可由理想气体状态方程

$$n_n = 2.41 \times 10^{20} p \text{ m}^{-3} \quad (15)$$

得出, 其中 p 为背景气压 (Pa). 计算程序使用 Fortran 语言编写, 数值模型的验证性算例见 Yang 等 [22] 的研究结果, 文本不再赘述模型的验证过程. 计算过程中每个 HPS 射频周期存储一次数据, 计算时间设定为 2000 个 HPS 射频周期.

4 结果与讨论

4.1 HPS 输入对 ICRH 单元加热效果的影响

由于其独特的功率沉积机制, HPS 的放电模式会随输入功率或背景磁场增强而不断转变, 由容性模式 (E) 逐渐过渡到波模式 (W)^[23]. 近年来研究发现, 在 HPS 进入 W 模式后, 若进一步增加射频功率, HPS 的 W 模式阶数增大并进入“Blue Core”模式 (BC 模式)^[24]. HPS 发生模式转变后, 等离子体密度大幅上升, 从而影响 ICRH 单元的加热效果, 可以通过改变 HPS 的输入电流对这一过程进行分析. 模拟中 ICRH 单元输入电流设置为 2000 A, 天线轴向长度 0.04 m, 输入频率设置为 342.5 kHz. HPS 的输入电流分别为 60, 80, 90 和 100 A, 输入频率 13.56 MHz, 气压设置为 0.84 Pa. 图 5 给出了模拟过程中的最大电子密度、电子温度及离子温度曲线, 图中横坐标 rf cycles 表示计算经历的 HPS 射频周期数.

计算结果显示随 HPS 输入电流增大等离子体密度出现跳变现象, 输入电流为 80 A 时, 等离子体密度为 $1.46 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 输入电流增加到 90 A 后,

密度上升到 $7.16 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, HPS 进入高阶 W 模式. 改变 HPS 输入电流不影响最终得到的电子温度, 但会影响放电过程中的电子温度演化过程. HPS 输入电流越大, 工质电离速率越快, HPS 可以更快地进入高阶 W 模式^[21]. HPS 输入电流 100 A 时放电速度过快, 中性组分密度快速下降, 中性气体供应不足, 所以等离子体密度有所下降. 不同 HPS 输入电流的算例中离子温度分别为 42.16, 42.08, 41.98 和 41.49 eV, 计算结果显示不同 HPS 输入条件下 ICRH 单元内离子温度相近. 由于不同 HPS 输入电流下计算区域内的等离子体密度差异很大, 不能只依据 ICRH 单元离子温度评估 ICRH 单元的离子加热效果, 应同时对比离子能量密度判断加热效果的优劣.

为评估等离子体密度差异较大时 ICRH 单元的加热效果, 本文定义 $n_i T_i$ ($\text{eV} \cdot \text{m}^{-3}$) 为计算区域内的离子能量密度. 图 6 给出了 HPS 输入电流 60 与 100 A 时的离子能量密度分布, 图 7 给出了离子能量密度的一维分布. 图 6 的计算结果显示, 不同输入电流下, 离子能量密度的分布构型基本不变, HPS 的工作状态改变并不会影响离子的能量耦合位置. 由于离子温度相近, 离子能量密度随等

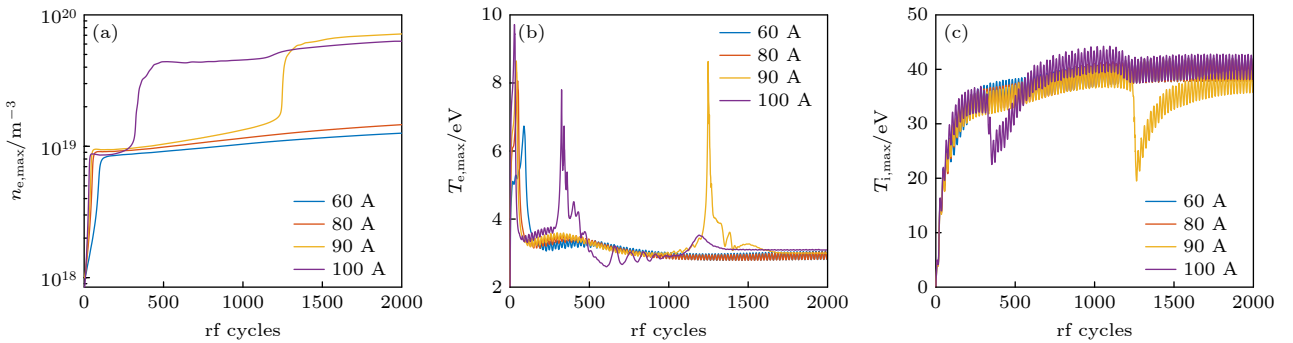


图 5 不同 HPS 天线输入电流计算过程中的等离子体参数 (a) 电子密度; (b) 电子温度; (c) 离子温度

Fig. 5. The plasma parameters during the simulation with different HPS antenna input current: (a) Electron density; (b) electron temperature; (c) ion temperature.

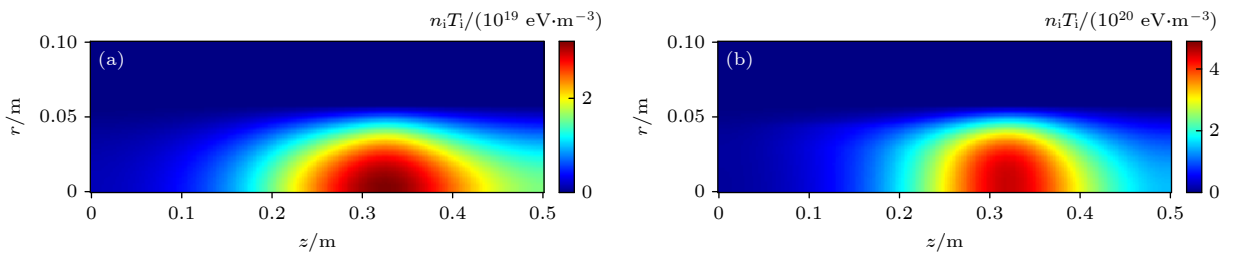


图 6 不同 HPS 输入电流的离子能量密度分布 (a) 60 A; (b) 100 A

Fig. 6. The ion energy density distribution with different input current of HPS: (a) 60 A; (b) 100 A.

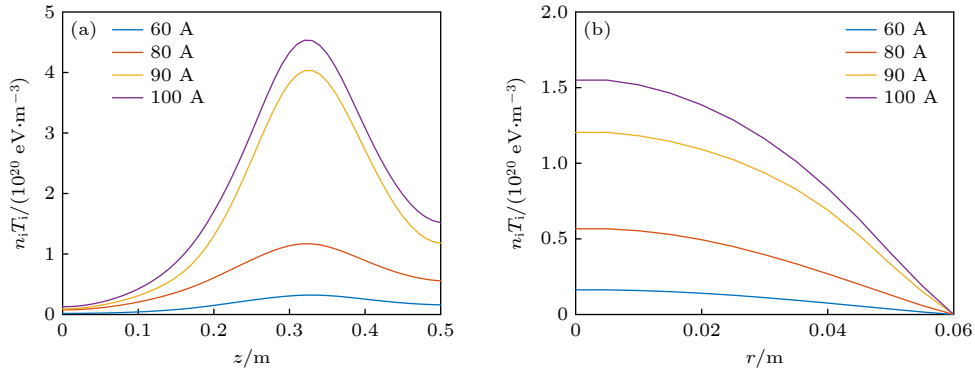

 图 7 不同 HPS 输入电流离子能量密度的一维分布 (a) 对称轴; (b) $z = 0.5$ m

 Fig. 7. The 1D distribution of ion energy density with different input current of HPS: (a) Symmetric axis; (b) $z = 0.5$ m.

离子体密度跳变出现跳变现象, HPS 输入电流由 80 A 增加到 90 A, 等离子体密度升高 4.9 倍, 离子能量密度升高 5.1 倍, 表明此时 ICRH 单元的加热效率主要由等离子体密度即 HPS 的工作模式决定. 若 HPS 因输入电流较小而无法进入高阶 W 模式, 由于等离子体密度较低, ICRH 单元内离子从电磁场中吸收的总能量受到限制, 导致 ICRH 单元加热效率降低.

4.2 不同气压下的电离及离子加热过程

发动机放电室内背景气压与发动机流量一一对应, 在不同气压条件下进行模拟可以分析发动机的流量特性. 模拟中 HPS 输入电流设置为 100 A, ICRH 单元输入条件与 4.1 节相同, 背景气压分别设置为 0.34, 0.42, 0.59 和 0.84 Pa. 计算过程中的等离子体参数见图 8, 由于气压 0.34 Pa 时稳态等离子体密度较低, 初始密度 10^{18} m^{-3} 计算无法收敛, 所以背景气压 0.34 Pa 时的初始密度设置为 10^{17} m^{-3} , 不影响稳态分布.

图 8 显示不同背景气压下的等离子体密度差

异明显, 分别为 2.31×10^{18} , 1.21×10^{19} , 1.29×10^{19} 和 $6.07 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 而电子温度随背景气压上升略有降低. 可以判断, 随气压上升, HPS 出现类似 4.1 节中的放电模式转变现象. 气压 0.34 Pa 时 W 模式阶数较低, 气压 0.42 与 0.59 Pa 时 HPS 的放电模式一致, 气压为 0.84 Pa 时 W 模式阶数再次升高, 等离子体密度再次出现跳变. 根据 (8) 式的数密度守恒方程可知, 当电子温度相近时, 方程右端的电离源项正比于 n_e 与 n_n . 当背景气压上升时, 计算区域内 n_n 增高, 使得工质电离速率上升, 等离子体密度可以达到模式转换层并触发模式转换现象^[25], HPS 进入高阶 W 模式. 与之相反, 该输入条件下, 背景气压较低时 HPS 内则不会出现模式转换现象.

此外, 图 8(c) 显示, 随气压上升离子温度有所下降, 分别为 47.06, 46.77, 43.88 和 41.49 eV. 图 9 给出了不同背景气压计算得到的离子温度分布, 可见不同气压下离子高温区位置没有改变, 但随气压升高对称轴处的温度逐渐下降, 高温区逐渐向边界收缩.

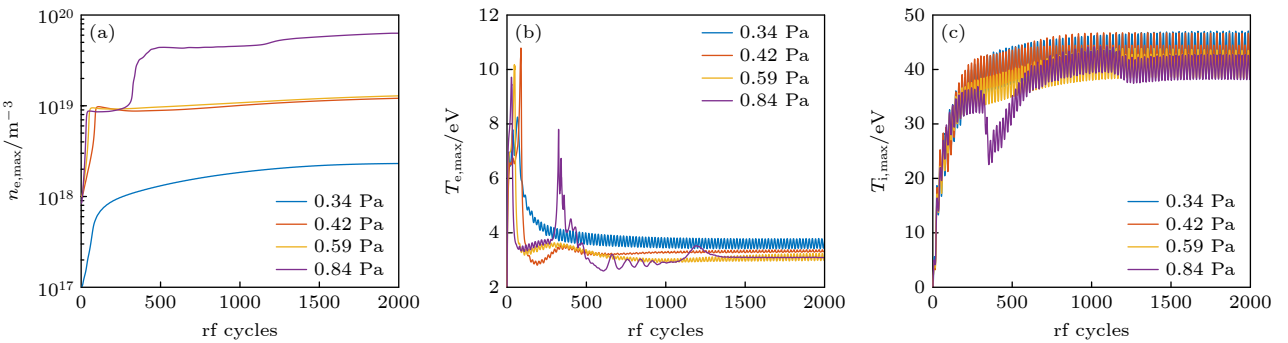


图 8 不同气压计算过程中的电子参数 (a) 电子密度; (b) 电子温度; (c) 离子温度

Fig. 8. The plasma parameters during simulation with different pressure: (a) Electron density; (b) electron temperature; (c) ion temperature.

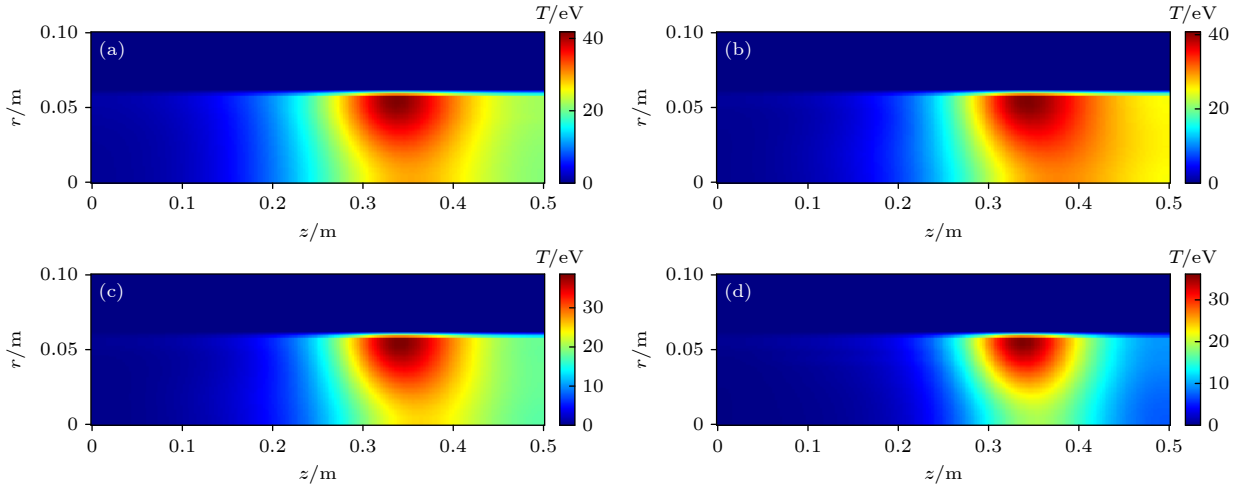


图 9 离子温度分布 (a) 0.34 Pa; (b) 0.42 Pa; (c) 0.59 Pa; (d) 0.84 Pa

Fig. 9. Ion temperature distribution: (a) 0.34 Pa; (b) 0.42 Pa; (c) 0.59 Pa; (d) 0.84 Pa.

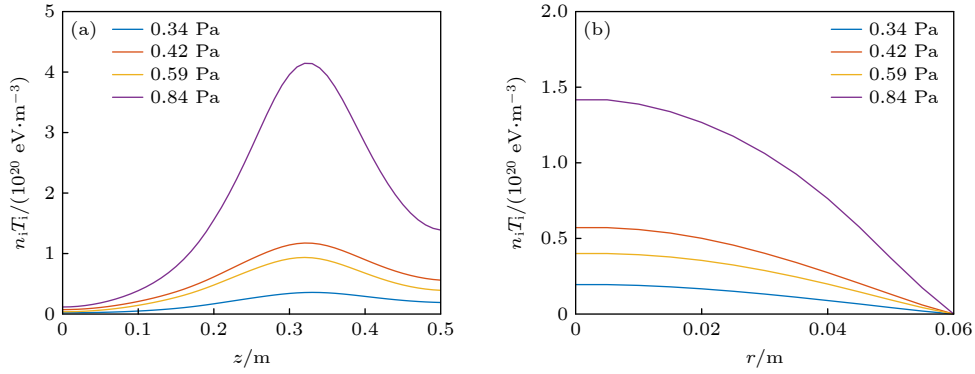

 图 10 不同背景气压参数 $n_i T_i$ 的一维分布 (a) 对称轴; (b) $z = 0.5$ m.

 Fig. 10. The 1D distribution of $n_i T_i$ with different background pressure: (a) Symmetric axis; (b) $z = 0.5$ m.

为定性分析离子温度随背景气压升高而降低的原因, 以频域形式表示电场与离子电流密度, 如下式所示:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \overline{\mathbf{E}}(r, z)e^{-i\omega t}, \\ \mathbf{J}_i &= \overline{\mathbf{J}}_i(r, z)e^{-i\omega t}, \end{aligned} \quad (16)$$

其中 $\overline{\mathbf{E}}$ 与 $\overline{\mathbf{J}}_i$ 表示坐标 (r, z) 处的电场与离子电流幅值, 均为复数; ω 为输入频率. 将 (16) 式代入 (3) 式, 忽略径向场并经过推导与化简后可得

$$\overline{J}_{i,\theta} = \frac{\nu_{in} - i\omega}{(\nu_{in} - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2} \frac{n_i q_i^2}{m_i} \overline{E}_\theta, \quad (17)$$

其中 ω_{ci} 为当地离子回旋频率. 为使 E_θ 与 $J_{i,\theta}$ 出现共振, 即 E_θ 与 $J_{i,\theta}$ 的相位相等, (17) 式右端的电场系数应只有实数部分, 输入频率需要满足:

$$\omega_{res} = \sqrt{\omega_{ci}^2 - \nu_{in}^2} = \omega_{ci} \sqrt{1 - \frac{\nu_{in}^2}{\omega_{ci}^2}}, \quad (18)$$

其中 ω_{res} 为使 E_θ 与 $J_{i,\theta}$ 出现共振现象的输入频率.

(18) 式说明在碰撞等离子体中, 使 E_θ 与 $J_{i,\theta}$ 出现共振现象的输入频率是低于离子回旋频率的. 当离子温度相近时, ν_{in} 与原子密度成正比. 由 (18) 式可知, 背景气压升高后 ν_{in} 增大, ω_{res} 与 ω_{ci} 的频率偏差增大, 使得离子加热效率降低, 导致离子温度下降.

图 10 给出了不同背景气压下的离子能量密度分布. 由于气压上升等离子体密度大幅升高, 虽然离子温度有所下降, 但离子中沉积的能量密度显著提升. 背景气压由 0.42 Pa 上升到 0.84 Pa 后, 气压上升 2 倍, 能量密度峰值增大 3.125 倍, 离子能量密度随气压上升出现非线性上升现象, 使得 ICRH 单元的加热效率增加. 以上结果表明, ICRH 单元中输入条件不变, 等离子体密度相差较大时单个离子在 ICRH 单元内获得的能量增益相差不大, 离子从电磁波吸收的总能量密度主要受等离子体密度的影响, 即 HPS 的放电模式直接影响 ICRH 单元的离子加热效率.

在磁等离子体发动机中, 发动机比冲与离子温度正相关, 推力与离子能量密度正相关, 放电室内的背景气压由发动机流量决定. 不同背景气压的模拟结果表明, 发动机磁位形、输入功率不变的情况下, 增大流量会使发动机比冲略有下降, 而一旦 HPS 进入高阶 W 模式, 等离子体密度跳变后, 理论上同样会使 ICRH 单元的加热效率显著上升, 大幅提升发动机推力.

不同背景气压与不同 HPS 输入电流的模拟显示了相似的结果: ICRH 单元的输入条件不变, 离子温度相近, ICRH 单元内离子能量密度主要由 HPS 电离产生的等离子体密度决定. 这一结果显示: 在本文给定的计算参数下, HPS 中的电子功率沉积过程与 ICRH 单元的离子能量耦合过程是解耦的. 若 ICRH 单元的输入参数确定, 单个离子通过 ICRH 单元所获得的能量增益是一定的, 并不因 HPS 的工作模式而改变. 这也解释了 VASIMR 多模态工作的原理. 在发动机总功率不变的前提下, 若 HPS 大功率, ICRH 单元小功率, 发动机中离子温度低, 等离子体密度大, 对应于低比冲大推力模式. 升高 ICRH 单元功率降低 HPS 功率, 离子温度升高, 等离子体密度下降, 发动机进入高比冲小推力模式.

5 结 论

本文针对 VASIMR 中 HPS 与 ICRH 单元的耦合关系问题建立了串联 HPS 与 ICRH 单元的多组分流体模型, 并在不同 HPS 输入电流与气压条件下对 HPS 电离与 ICHR 单元离子加热过程进行了模拟, 探究了 HPS 工作状态对 ICHR 单元离子能量密度的影响规律.

1) 背景气压与 ICRH 单元输入条件不变, HPS 放电模式随输入电流增大逐渐转变, 发动机内等离子体密度与 ICRH 单元内的离子能量密度出现跳变现象.

2) HPS 与 ICRH 单元输入条件不变, HPS 随背景气压上升进入高阶 W 模式, ICRH 单元内的离子能量密度随内等离子体密度升高而大幅上升.

3) 本文模型及输入条件下, HPS 中的电子功

率沉积过程与 ICRH 单元的离子能量耦合过程是解耦的, HPS 的工作模式并不影响单个离子通过 ICRH 单元所获得的能量增益, 发动机进而可以实现多模态工作.

参考文献

- [1] Yu D R, Qiao L, Jiang W J, Liu H 2020 *J. Propul. Technol.* **41** 1 (in Chinese) [于达仁, 乔磊, 蒋文嘉 刘辉 2020 推进技术 **41** 1]
- [2] Chang F R, Squire J P, Carter M D 2018 *American Institute of Aeronautics and Astronautics Propulsion and Energy Forum* Cincinnati, USA, July 9–11, 2018 pp4416–4423
- [3] Chang F R, Giambusso M, Corrigan A M H, Dean L O, Warrayat M F 2022 *37th International Electric Propulsion Conference* Cambridge, USA, June 19–23, 2022 pp1–10
- [4] Yu D R, Tang Y, Liu H 2023 *Chin. J. Theor. Appl. Mech.* **55** 2857 (in Chinese) [于达仁, 汤尧, 刘辉 2023 力学学报 **55** 2857]
- [5] Yang X, Cheng M S, Wang M G, Li X K 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 025201 (in Chinese) [杨雄, 程谋森, 王墨戈, 李小康 2017 物理学报 **66** 025201]
- [6] Chen F F 2003 *Phys. Plasmas* **10** 2586
- [7] Wu M Y, Xiao C J, Wang X 2022 *Plasma Sci. Technol.* **5** 24
- [8] Chang L, Caneses J F, Thakur S C 2022 *Front. Phys.* **10** 1009563
- [9] Rapp J, Owen L W, Canik J 2019 *Phys. Plasmas* **26** 042513
- [10] Yang X, Li X K, Guo D W, Cheng M S, Zhang F, Che B X, Lei Q Y 2024 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **45** 028761 (in Chinese) [杨雄, 李小康, 郭大伟, 程谋森, 张帆, 车碧轩, 雷清雲 2024 航空学报 **45** 028761]
- [11] Breizman B N, Ilin A V 2001 *Phys. Plasmas* **8** 907
- [12] Ilin A V, Chang F R, Squire J P 2005 *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, USA, January 10–13, 2005 pp949–960
- [13] Zhang Y J 2022 *Nucl. Mater. Energy* **33** 101280
- [14] Ilin A V, Chang F R 2004 *Comput. Phys. Commun.* **164** 251
- [15] Wu M Y, Xiao C J, Wang X G, Tan C, Xu T C, He R C, Yuan R X, Xu A D 2022 *Phys. Plasmas* **29** 023508
- [16] Sun C J, Zhang Y J, Sang C F 2025 *Nucl. Fusion* **65** 056007
- [17] Peter L G, Robert J H 1994 *J. Vac. Sci. Technol.* **12** 461
- [18] Yang Z Y, Fan W, Wei J G 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 074006
- [19] Zhen F H, Chen Z Z, Zhang J Z 2000 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **48** 1550
- [20] Boris J P, Landsberg A M, Oran E S, Gardner J H 1993 LCPFCT-A Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations
- [21] Yang Z Y, Fan W, Han X W 2023 *Front. Phys.* **11** 1182960
- [22] Yang Z Y, Fan W, Lu H F, Zhang Y Z, Han X W 2023 *Journal of Propulsion Technology* **44** 2208001 (in Chinese) [杨振宇, 范威, 鲁海峰, 张元哲, 韩先伟 2023 推进技术 **44** 2208001]
- [23] Chen F F 2007 *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 593
- [24] Thakur S C 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 2754
- [25] Kim S H 2008 *Plasma Phys. Control. Fusion* **50** 035007

SPECIAL TOPIC—Non-equilibrium transport and active control strategy in low-temperature plasmas

Numerical investigation on discharge and ion heating processes of variable specific impulse magnetoplasma rocket engine

YANG Zhenyu ZHANG Yuanzhe FAN Wei YANG Guangjie
HAN Xianwei TAN Chang[†]

(*Shanxi Key Laboratory of Plasma Physics and Applied Technology, Xi'an Aerospace Propulsion Institute, Xi'an 710100, China*)

(Received 29 August 2025; revised manuscript received 20 October 2025)

Abstract

With the technological advantages of high thrust, high specific impulse, long life, variable specific impulse, and high efficiency, the variable specific impulse magnetoplasma rocket engine has become the essential advanced propulsion system for the deep space exploration and manned space flight in the future. In the variable specific impulse magnetoplasma rocket engine, the ion cyclotron resonance heating stage is linked with the helicon plasma source. The operation status of the helicon plasma source has a direct influence on the ion heating process in the ion cyclotron resonance heating stage. It is of great significance for the testing and the optimization of the engine performance to reveal the influence of the ionization process on the ion heating process. In this paper, a multi-fluid model in which the ion cyclotron resonance heating stage is linked with the helicon plasma source is developed. The numerical simulations with different input currents of helicon plasma source and different pressures are performed to analyze the effect of the operation status in the helicon plasma source on the ion energy density in the ion cyclotron resonance heating stage. The results show that the discharge mode of the helicon plasma source gradually changes with the increase of the input current and that the plasma density jump appears while the ion temperature remains basically unchanged. With the plasma density jump and nearly identical ion temperature the ion energy density jump also appears in the simulation domain. Similar to the results of the simulation under different input currents of the helicon plasma source, the plasma density and the ion energy density also jump when the pressure increases. However, the ion temperature decreases due to the discrepancy between the input frequency and the resonance frequency. With the numerical model and the input conditions of this study, the ionization process in the helicon plasma source is decoupled with the ion heating process in the ion cyclotron resonance heating stage. The energy gain of a single ion in the ion cyclotron resonance heating stage does not change with the operation status of the helicon plasma source, thereby accounting for the ability of the engine to work in multi mode.

Keywords: variable specific impulse magnetoplasma rocket engine, helicon plasma source, ion cyclotron resonance heating stage, fluid simulation

PACS: 02.10.Yn, 33.15.Vb, 98.52.Cf, 78.47.dc

DOI: [10.7498/aps.74.20251170](https://doi.org/10.7498/aps.74.20251170)

CSTR: [32037.14.aps.74.20251170](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20251170)

[†] Corresponding author. E-mail: casc_tan@163.com



可变比冲磁等离子体发动机电离与离子加热过程数值模拟

杨振宇 张元哲 范威 杨广杰 韩先伟 谭畅

Numerical investigation on discharge and ion heating processes of variable specific impulse magnetoplasma rocket engine

YANG Zhenyu ZHANG Yuanzhe FAN Wei YANG Guangjie HAN Xianwei TAN Chang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 230201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251170

CSTR: 32037.14.aps.74.20251170

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251170>

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

磁等离子体发动机中磁喷管分离过程的流体模拟

Fluid simulation for detachment process in magnetic nozzle of magnetoplasma rocket engine

物理学报. 2024, 73(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231862>

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>

应用于电推进的碘工质电子回旋共振等离子体源

Iodine electron cyclotron resonance plasma source for electric propulsion

物理学报. 2023, 72(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230785>

感性耦合Ar/O₂等离子体放电特性的数值模拟

Numerical simulation of inductively coupled Ar/O₂ plasma

物理学报. 2024, 73(13): 135201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240436>

等离子体对共振磁扰动的流体和动理学响应的模拟研究

Modelling study of fluid and kinetic responses of plasmas to resonant magnetic perturbation

物理学报. 2023, 72(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222196>

磁场对电子回旋共振中和器等离子体与电子引出影响的数值模拟

Numerical simulation of magnetic field influence on plasma and electron extraction of electron cyclotron resonance neutralizer

物理学报. 2024, 73(16): 165203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240612>