

专题: 低温等离子体非平衡输运与主动调控

中性束注入射频负氢离子源的物理研究*

邢思雨 高飞† 王友年

(大连理工大学物理学院, 三束材料改性教育部重点实验室, 大连 116024)

(2025年7月23日收到; 2025年8月20日收到修改稿)

中性束注入是托卡马克装置中加热等离子体的主流辅助手段. 射频负氢离子源作为中性束注入系统的关键前端部件, 其性能直接影响中性束的质量. 目前, 提升负氢离子源性能仍是亟待深入研究的课题. 为此, 本文针对双驱动负氢离子源, 建立了一个三维流体模型, 用于模拟和优化表面产生机制下的负离子密度分布. 首先, 对比分析了体产生与表面产生两种机制下的等离子体参数, 结果表明表面产生机制获得的负离子密度比体产生机制高出1个数量级. 然而, 受过滤磁场影响, 引出区附近的负离子密度分布呈现不对称性. 为改善该不对称性, 在表面产生机制的基础上, 提出了两种优化方案: 1) 在低密度侧增加射频源功率; 2) 在扩散区引入隔板结构. 模拟结果显示, 两种方案均显著改善了负离子密度分布的对称性. 最后还提出了在扩散区背板添加磁屏蔽的方式来进一步优化负氢离子密度数值, 可以将扩散区下游的负离子密度提高69%.

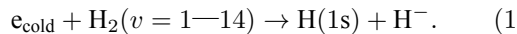
关键词: 中性束注入系统, 射频负氢离子源, 3维流体模型, 负离子密度**PACS:** 52.27.Cm, 52.25.Xz, 52.50.Dg, 52.50.Qt**DOI:** 10.7498/aps.74.20250983**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250983

1 引言

为了将托卡马克 (Tokamak) 中的等离子体加热到聚变点火更容易实现的温度 (10 keV 以上), 仅依靠其自身固有的欧姆加热是无法实现的, 还需要其他的辅助加热手段. 典型的辅助加热包括射频波加热和中性束注入加热, 在国际热核聚变实验堆 (International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER) 计划中中性束注入加热为托卡马克提供约 2/3 的能量, 射频波加热为其提供约 1/3 的能量^[1-3]. 中性束注入加热的原理是将高能氢或氦中性束注入聚变装置中, 这些高能中性粒子通过与背景等离子体发生电荷交换和碰撞电离等过程, 将能量传递给等离子体^[4]. 高能中性束是由离子经过电场加速形成高能离子束, 然后经过中性化后所获得. 因此, 产生高能离子束的离子源是中

性束注入系统的核心装置, 其性能直接决定了中性束的质量. 在能量达到兆电子伏 (MeV) 量级时, 基于负离子的离子源相较于基于正离子的离子源具有显著更高的中性化效率^[3,5,6]. 因此, 采用负氢离子源 (negative hydrogen ion source, NHIS) 是当前高能量中性束注入系统的优选方案. 然而, 氢气属于弱电负性气体, 其放电产生的氢等离子体中, 负氢离子 (H^-) 密度通常比正氢离子密度低两个数量级以上^[7]. 因此, 有效提高负氢离子源中负离子的产额仍是当前面临的主要挑战.

H^- 离子的产生方式主要有两种: 体产生和表面产生. 体产生是通过低能电子与氢分子的振动激发态 $H_2(v = 1-14)$ 发生解离吸附 (dissociative attachment, DA) 反应生成 H^- 离子^[8]:

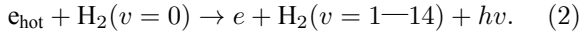


对 $H_2(v = 1-14)$ 的产生贡献最大的是包含辐射

* 国家自然科学基金 (批准号: 12075049) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: DUT25Z2707) 资助的课题.

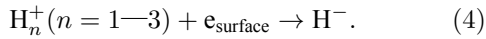
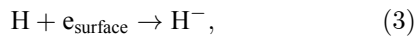
† 通信作者. E-mail: fgao@dlut.edu.cn

衰变的高能电子激发 (vibrational excitation, EV) 反应^[9]:



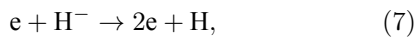
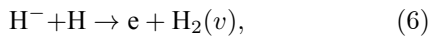
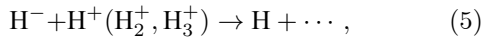
因此, 对于体产生过程, 高能电子与低能电子需同时具备才能产生 H 离子.

表面产生是 H 离子的另一重要生成机制, 其对 H 密度的贡献显著. 该机制通过液态铯 (cesium, Cs) 蒸发器将 Cs 蒸气引入离子源, 并使其沉积在等离子体电极 (plasma grid, PG) 表面. 由于 Cs 在所有金属元素中具有最低的功函数, 靠近 PG 表面的氢原子或氢正离子更易从 Cs 原子获取电子, 从而转化为 H 离子:



体产生过程已在我们既往的研究中探讨^[23], 本文则聚焦于 H 离子表面产生过程中各类粒子的宏观特性.

H 离子的损失过程包括负离子与正离子的相互中性化 (mutual neutralization, MN)、负离子与氢原子的联合解离 (associative detachment, AD), 以及电子解离 (electron detachment, ED)^[10]:



其中 ED 反应可以通过降低电子温度的方式来降低负离子的损失.

体产生与表面产生的 H 密度已由 Berger 等^[11] 在 Cs 增强 NHIS 中采用腔衰荡光谱 (cavity ring-down spectroscopy, CRDS) 技术进行了直接的测量, 发现在 Cs 蒸气注入条件下 H 密度从体产生模式的 10^{16} m^{-3} 提升至 10^{17} m^{-3} , 接近甚至超过局部电子密度. 此外, 还发现了 H 密度与引出的 H 离子流密度呈正相关^[12,13]. 这表明探究表面产生的 H 密度对于提高源性能具有很重要的意义. 影响表面产生的 H 密度的可能因素包括: 功率、压强、PG 的表面功函数、PG 的偏压及过滤磁场的大小^[11-18]. Wimmer^[14] 和 Berger 等^[11] 使用 CRDS 测量了 H 密度随着功率和压强的变化, 发现在 NHIS 的放电参数范围内 H 密度随着功率和压强的增加而单调提升. 基于 0 维整体模型, He 等和 Cristofaro 等^[15,16]

探究了低功率 (450 W) NHIS 中 H 离子的表面产生与 PG 的表面功函数的关系. 结果表明, 当表面功函数由 4.5 eV 降至 2.1 eV 时, H 密度显著提升了 3 倍, 该趋势与实验测量相符. Fubiani 和 Boeuf^[17] 首次利用 3D PIC-MCC (particle-in-cell Monte Carlo collision) 模型, 自洽计算了 NHIS 中正离子对 H 离子表面产生的贡献及其与 PG 偏压的依赖关系. 结果表明, 在低偏压 (<10 V) 条件下, 正离子碰撞产生的 H 离子贡献显著, 与 H 原子碰撞产生的 H 离子相比不可忽略. 但该模型未涵盖贡献占主导地位的 H 原子碰撞产生 H 离子的物理机制. Taccogna 等^[18] 则基于 1D3V (one spatial coordinate and three velocity co-ordinates) PIC-MC (particle-in-cell Monte Carlo) 模型, 同步纳入 H 原子和 H⁺ 离子对 H⁻ 离子表面产生的贡献, 模拟了引出区附近 H 密度分布随 PG 偏压的演化规律, 发现 PG 正偏压可诱导形成反向鞘层, 驱使表面产生的 H 离子向提取孔迁移, 并显著抑制引出区附近的电子密度. 此外, 本研究进一步阐明了过滤磁场的作用机制. 由于对表面产生 H 离子贡献超过 80% 的 H 原子作为中性粒子不受磁场影响, 因此过滤磁场强度的变化对 H 密度的影响较小. 过滤磁场的主要效应表现为显著抑制电子温度与电子密度^[18].

除上述针对 H 离子表面产生机制的研究外, H 离子的高效引出亦是提升束流品质的核心挑战^[19,20]. 为此, 学界探究了对表面产生 H 离子引出效率影响较大的几个因素: 工作压强、引出孔径几何构型、过滤磁场分布及 PG 偏压. Fukumasa 和 Nishida^[21] 基于预设均匀等离子体参数耦合 3 维蒙特卡罗 (3D MC) 模型进行计算. 结果表明, 随工作气压升高, 表面产生 H 离子的引出概率由 30% 降至 24%, 体产生 H 离子的引出概率由 8% 降至 3%, 此现象归因于气压升高导致粒子碰撞损失概率显著增加. Gutser 等^[22] 则首次在真实几何构型与磁场分布下, 通过 3D MC 方法模拟 NHIS 中的负离子的输运动力学. 研究发现, PG 的斜切孔几何构型通过优化 H⁻ 离子初始速度矢量方向, 相较平板构型可使引出概率提升 60%; 同时, 较高偏压与强过滤磁场分别通过降低表面产生 H 离子的初始动能及约束其回旋半径, 协同提高引出概率.

当前 H 离子表面产生研究主要聚焦于上述的两大方向: 其一为提升表面产生 H 离子的产额, 其二

为优化表面产生 H 离子的引出效率. 本文研究范畴属于前者. 虽然前人已经做了大量有参考价值的探究, 但是普遍采用 CRDS 实验测量与低维度 PIC/整体模型计算的方法. 它们存在一些固有的局限性: PIC 模拟往往受庞大计算量的约束而采取在引出区附近局部建模的方式, 未能实现整个离子源的自治全尺度模拟; 而 0 维整体模型无法解析等离子体参数的空间分布特性. 为此, 本研究构建了全尺寸 NHIS 的 3D 流体力学模型, 实现表面产生 H 离子产率的定量预测和 H 离子空间分布的全域表征. 此外, 还提出三项优化 H 离子产率及空间均匀性的策略, 包括: 磁屏蔽、增加低密度侧的源功率, 以及添加隔板, 为 NHIS 表面产生效能的增强提供了理论框架与设计依据.

2 模型介绍

本文所采用的双驱动离子源是两个圆柱型源区连接在一个矩形扩散腔上, 如图 1 所示. 源区的半径和高度都是 14 cm, 两个源区的间距是 44 cm, 源区外部缠绕频率为 2 MHz 的 5 匝线圈. 扩散区的长度、宽度和高度分别为 100 cm、50 cm 和 25 cm. 过滤磁场系统由 16 个永磁体和软铁环构成, 永磁体被排列在扩散区下游以在腔室内部产生沿着 y 方向的磁场. 每个磁块的长度、宽度和高度分别是 9 cm, 5 cm 和 2 cm, 剩磁是 0.65 T. 高磁导率的软铁环 (相对磁导率为 4×10^3) 缠绕在磁块周围改变磁力线方向进而加强扩散区下游的磁场强度. 在本文 3.2 节, 高度为 19 cm, 厚度为 0.5 cm 的金属隔板置于扩散区的中间来调节等离子体参

数的均匀性. 在本文 3.3 节, 6 mm 厚的软铁板 (相对磁导率为 4×10^3) 被应用在了扩散区背板充当磁屏蔽, 以减小过滤磁场对源区的穿透, 进而增强负离子密度.

基于前文所述的双驱动腔室构型, 采用 COMSOL Multiphysics 构建 3D 多物理场耦合模型. 该模型集成三大求解模块: 等离子体模块、电磁场模块及静磁场模块, 其物理和数值模型在之前的工作中已有详细描述^[23]. 对于等离子体模块, 涉及电子、离子和中性粒子的流体方程. 对于电子, 包括粒子守恒、动量守恒和能量守恒方程. 然而, 离子和中性粒子的温度被设置为定值, 所以对于离子和中性粒子只包括粒子守恒和动量守恒方程. 对于磁化等离子体, 迁移率、扩散系数和电导率都用张量表示. 电磁场模块是通过求解麦克斯韦方程得到感应电场和感应功率沉积密度. 静磁场模块主要用于计算永磁体产生的磁静场. 与之前工作不同的是本工作考虑了表面产生过程, 所以下面对本工作与之前工作中模型^[23]的不同之处进行描述. 重粒子的温度参考的是 Boeuf 等^[24]的研究, 除非特殊说明, 否则对于本文所采用的放电参数 (功率 50 kW, 压强 0.6 Pa), 氢原子温度 T_H 固定为 8411 K, 氢分子温度 T_{H_2} 固定为 1231 K, 离子的温度固定为 1 eV. 由于 PG 上考虑了 H 离子的表面产生 (见下表 1), 所以 PG 上的 H 离子法向通量表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \Gamma_i^- = & (\mathbf{n} \cdot \Gamma_H \cdot Y_1 + \mathbf{n} \cdot \Gamma_{H^+} \cdot Y_2 + \mathbf{n} \cdot \Gamma_{H_2^+} \cdot Y_2 \\ & + 2 \cdot \mathbf{n} \cdot \Gamma_{H_3^+} \cdot Y_2) \cdot (1 - 0.12), \end{aligned} \quad (8)$$

$$Y_1 = R_N \eta_0 \exp\left(-\frac{E_{th}/R_E}{T_H}\right), \quad (9)$$

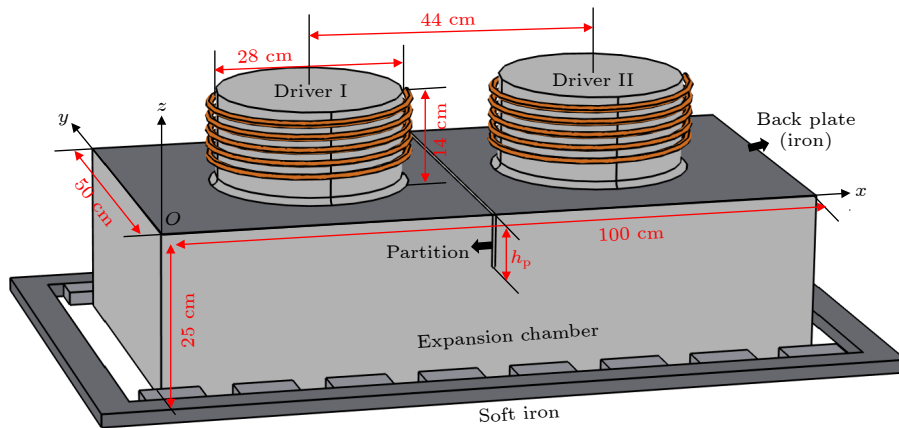


图 1 双驱动负氢离子源的三维结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the 3D geometric structure of a double-driver negative hydrogen ion source.

表 1 模型中考虑的反应
 Table 1. Reactions included in this model.

反应	描述	文献
1. $e + H_2 \rightarrow e + H_2$	弹性散射	[25]
2. $e + H \rightarrow e + H$	弹性散射	[25]
3. $e + H_2 \rightarrow 2e + H + H^+$	解离电离	[26]
4. $e + H_2 \rightarrow 2e + H_2^+$	电离	[26]
5. $e + H_2 \rightarrow e + H + H$	解离	[27]
6. $e + H_2 \rightarrow e + H + H(n=2)$	解离	[28]
7. $e + H \rightarrow 2e + H^+$	电离	[26]
8. $e + H \rightarrow e + H(n=2,3)$	激发	[26]
9. $e + H(n=2,3) \rightarrow 2e + H^+$	电离	[26]
10. $e + H_2^+ \rightarrow e + H^+ + H$	解离激发	[26]
11. $e + H_2^+ \rightarrow e + H^+ + H(n=2)$	解离激发	[28]
12. $e + H_2^+ \rightarrow H + H$	解离复合	[29]
13. $e + H_3^+ \rightarrow e + 2H + H^+$	解离激发	[28]
14. $e + H_3^+ \rightarrow 3H$	复合	[29]
15. $e + H_2^+ \rightarrow 2e + 2H^+$	解离	[26]
16. $e + H_2 \rightarrow e + H_2(v=1-14)$	激发	[30]
17. $e + H_2(v=1-14) \rightarrow e + 2H$	解离	[31]
18. $e + H_2(v=1-14) \rightarrow H + H^-$	解离复合	[26]
19. $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$	离子形成	[32]
20. $e + H^- \rightarrow 2e + H$	电子溢出	[28]
21. $H_2^+ + H^- \rightarrow H + H_2$	相互中和	[33]
22. $H_2^+ + H^- \rightarrow 3H$	相互中和	[39]
23. $H_3^+ + H^- \rightarrow 2H_2$	相互中和	[33]
24. $H_3^+ + H^- \rightarrow 4H$	相互中和	[39]
25. $H^+ + H^- \rightarrow H + H$	相互中和	[39]
26. $H^+ + H^- \rightarrow H + H(n=2,3)$	相互中和	[33]
27. $H + H^- \rightarrow e + H_2$	联合解离	[33]
28. wall & PG: $H_3^+ \rightarrow H_2 + H$	离子壁重组	[34]
29. wall & PG: $H_3^+ \rightarrow 3H$	离子壁重组	[34]
30. wall & PG: $H_2^+ \rightarrow H_2 \rightarrow H_2$	离子壁重组	[34]
31. wall & PG: $H_2^+ \rightarrow 2H$	离子壁重组	[34]
32. wall & PG: $H^+ \rightarrow H$	离子壁重组	[34]
33. wall & PG: $H + H \rightarrow H_2$	H 壁重组	[35,36]
34. wall & PG: $H(n=2,3) \rightarrow H$	H(n) 壁重组	[35,37]
35. wall & PG: $H_2(v=1-14) \rightarrow H_2$	去激发	[35,38]
36. PG: $H \rightarrow H^-$	表面产生	[40]
37. PG: $H^+ \rightarrow H^-$	表面产生	[40]
38. PG: $H_2^+ \rightarrow 2H^-$	表面产生	[40]
39. PG: $H_3^+ \rightarrow H_2 + H^-$	表面产生	[40]
40. PG: $H_3^+ \rightarrow 3H^-$	表面产生	[40]

$$Y_2 = R_N \eta_0 \left(1 - \frac{E_{th}/R_E}{E_{in}} \right), E_{in} \geq E_{th}/R_E, \quad (10)$$

其中 Γ 为各个粒子的通量; Y_1 为 $H \rightarrow H^-$ 的转化率; Y_2 为 $H^+/H_2^+/H_3^+ \rightarrow H^-$ 的转化率, 0.12 为 PG 的透明度 (定义为引出孔面积与整个 PG 电极面积的比值). E_{in} 为粒子入射的速度, $R_N \eta_0$ 和 E_{th}/R_E 是由表面材料特性决定的两个参数. 钼上持续镀 Cs 处理情况下, 对于 H 原子: $R_N \eta_0 = 0.42$, $E_{th}/R_E = 1.05$, 对于离子: $R_N \eta_0 = 0.3$, $E_{th}/R_E = 2$.

低气压 H_2 放电的等离子体化学中 23 种粒子被考虑到本工作中, 碰撞反应如表 1. 考虑到三维计算负担, 把 14 个氢分子振动激发态 $H_2(v=1-14)$ 分为了 3 组 $H_2(w=1-3)$: $v=1-4$ 为第一组 ($w=1$), $v=5-9$ 为第二组 ($w=2$), $v=10-14$ 为第三组 ($w=3$). 分组的方法减小了物种和碰撞反应的数量, 提高了计算效率. 有关于碰撞反应以及分组的详细策略可以参考我们之前的工作 [23,41].

3 结果讨论

3.1 无 Cs 源与有 Cs 源的对比

选择垂直于磁场的 xz 平面 ($y=25$ cm) 和位于扩散区下游的 xy 平面 ($z=-22$ cm) 对无 Cs 源 (第一列) 与有 Cs 源 (第二列) 中的计算结果进行分析. 其中无 Cs 源是通过体产生方式得到 H 离子, 而有 Cs 源是体产生与表面产生方式同时存在的, 其中表面产生方式占了主导. 图 2 展示的是 xz 平面 ($y=25$ cm) 上各个等离子体参数的分布. 对于源区, 无 Cs 源与有 Cs 源电子密度最大值相当 (图 2(a) 和图 2(b)). 而对于扩散区, 有 Cs 源电子密度要更低, 这将在后文进行解释. 由于过滤磁场的存在导致等离子体的横向 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移, 电子密度会出现偏离源区轴线的不对称分布. 对于电子温度 (图 2(c) 和图 2(d)), 无 Cs 源与有 Cs 源的区别很小. 电子温度最大值位于线圈附近, 并且也存在轴线不对称的分布. 对于 H 密度, 无 Cs 源与有 Cs 源的差异较大. 对于无 Cs 源 H 密度较低, 其最大值为 $1.48 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, 并且在双极性势阱的作用下最大值位于扩散区中游. 由于负离子存活长度只有几厘米, 很容易遭受破坏, 因此无 Cs 源中的 H 离子不但存在密度低的问题还难以引出. 而对于有 Cs 源, H 密度最大值可以达到 $1.64 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 比无 Cs 源高了约 1 个数量级, 且位于扩散区下游, 引出率会更高.

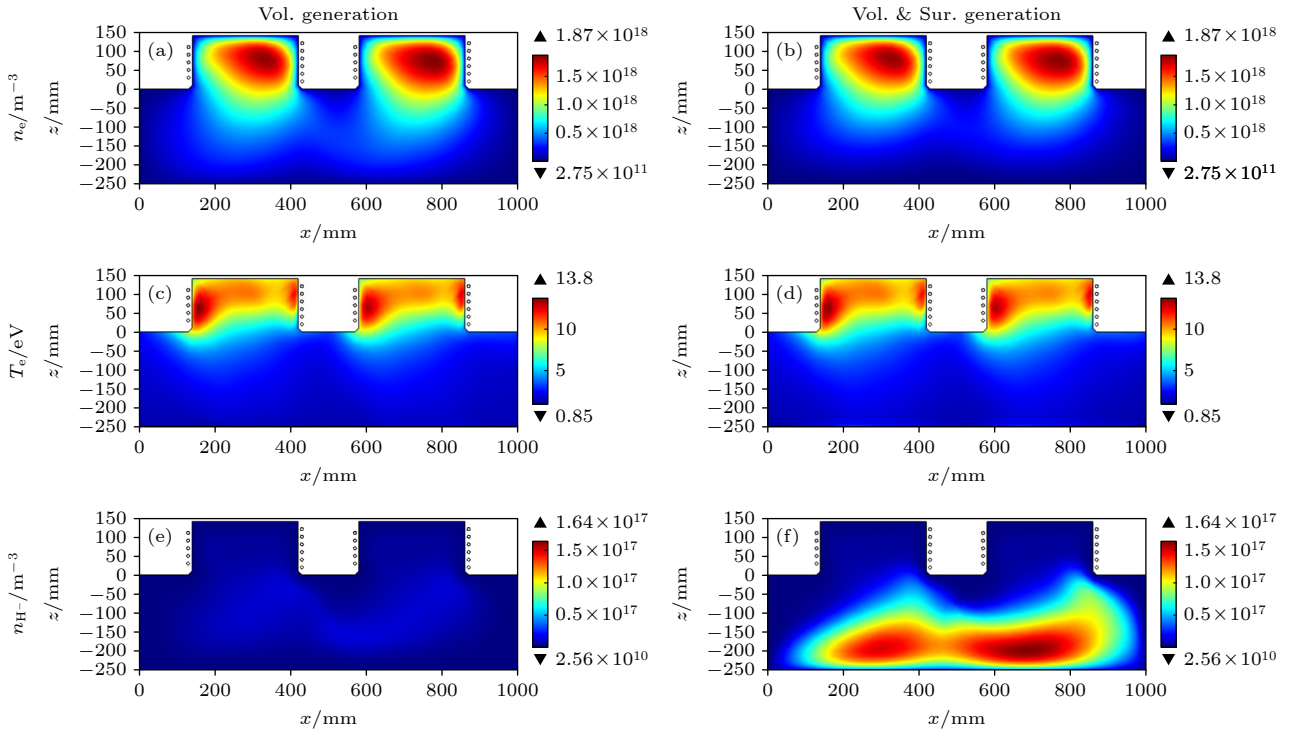


图 2 无 Cs 源 (第一列) 与有 Cs 源 (第二列) 中 xz 平面 ($y = 25$ cm) 的等离子体参数分布. 压强为 0.6 Pa, 每个源功率为 50 kW
 Fig. 2. Distribution of plasma parameters in the xz -plane ($y = 25$ cm) in a double-driver ion source without Cs and with Cs. The pressure is 0.6 Pa and the power of every driver is 50 kW.

图 3 是 xy 平面 ($z = -22$ cm) 中各个等离子体参数的分布. 电子密度在靠近磁块的器壁两侧也有较高的值 (图 3(a) 和图 3(b)). 这是由于考虑了离子磁化的作用, 正离子会沿磁力线 (即 y 方向) 传输到器壁两侧, 正离子密度梯度的下降导致沿 y 方向的电位降减小, 因此电子密度分布也表现出类似的变化. 无 Cs 源中的电子密度要高于有 Cs 源. 这是因为有 Cs 源中表面产生的 H 密度与电子密度量级相当 (10^{17} m^{-3}), 由准中性条件, 电子密度会减小. 此外, 电子与有 Cs 源中的大量 H 离子发生电子解离碰撞反应也会损失一部分电子. 无 Cs 源与有 Cs 源中的电子温度分布区别很小, 其最大值靠近磁块的器壁附近, 因为磁块附近的强磁场束缚了高能电子. 在 xy 平面 ($z = -22$ cm), 无 Cs 源中 H 密度最大值为 $3.50 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$, 而在有 Cs 源中可以提高为 $1.48 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$. 在过滤磁场的的作用下, 无论是电子密度、电子温度还是 H 密度分布都存在 x 方向的不对称性.

3.2 有 Cs 源中 H 密度对称性的调控

针对过滤磁场存在而导致的 H 密度左右两侧不对称的问题 (见图 3(f)), 本节分别从碰撞和输运的角度提出了改善方法: 提高源 I 功率和添加隔

板. 其中提高源 I 功率是从碰撞的角度提高 H 离子源项. 前文 3.1 节中的源 I 功率与源 II 功率相等: $P_I = P_{II} = 50 \text{ kW}$. 经过计算发现把低密度侧的源 I 功率提高为 56 kW (即 $P_I = 56 \text{ kW}$, $P_{II} = 50 \text{ kW}$) 时, H 密度对称性较好, 因此本节仅展示了 $P_I = 56 \text{ kW}$ 情况下的结果. 图 4 中, 第一列展示了两个离子源功率均为 50 kW 时, xz 平面 ($y = 25$ cm) 的等离子体参数分布; 第二列展示了将源 I 功率提升至 56 kW 后的分布, 发现源 I 功率提高导致其所在区域的电子密度和电子温度均高于源 II 所在区域. 电子密度和温度的升高促进了 H_2 分子的解离, 进而提高了 H 原子密度, H 原子密度是 H 离子表面产生的主要反应物. 因此, 在源 I 的扩散区下游位置, H 离子密度显著提高, 与源 II 对应区域的 H 密度趋于接近.

在扩散区添加隔板的方法旨在通过限制等离子体在过滤磁场作用下的横向 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移, 最终改善 H 密度的对称性. 图 4 第三列是添加高度为 19 cm 的隔板后 xz 平面 ($y = 25$ cm) 的等离子体参数分布, 其中两源功率都固定为 50 kW. 与第一列相比, 添加隔板后电子密度、电子温度以及 H 密度的数值都有所降低, 这是因为等离子体会在隔板上损失一部分.

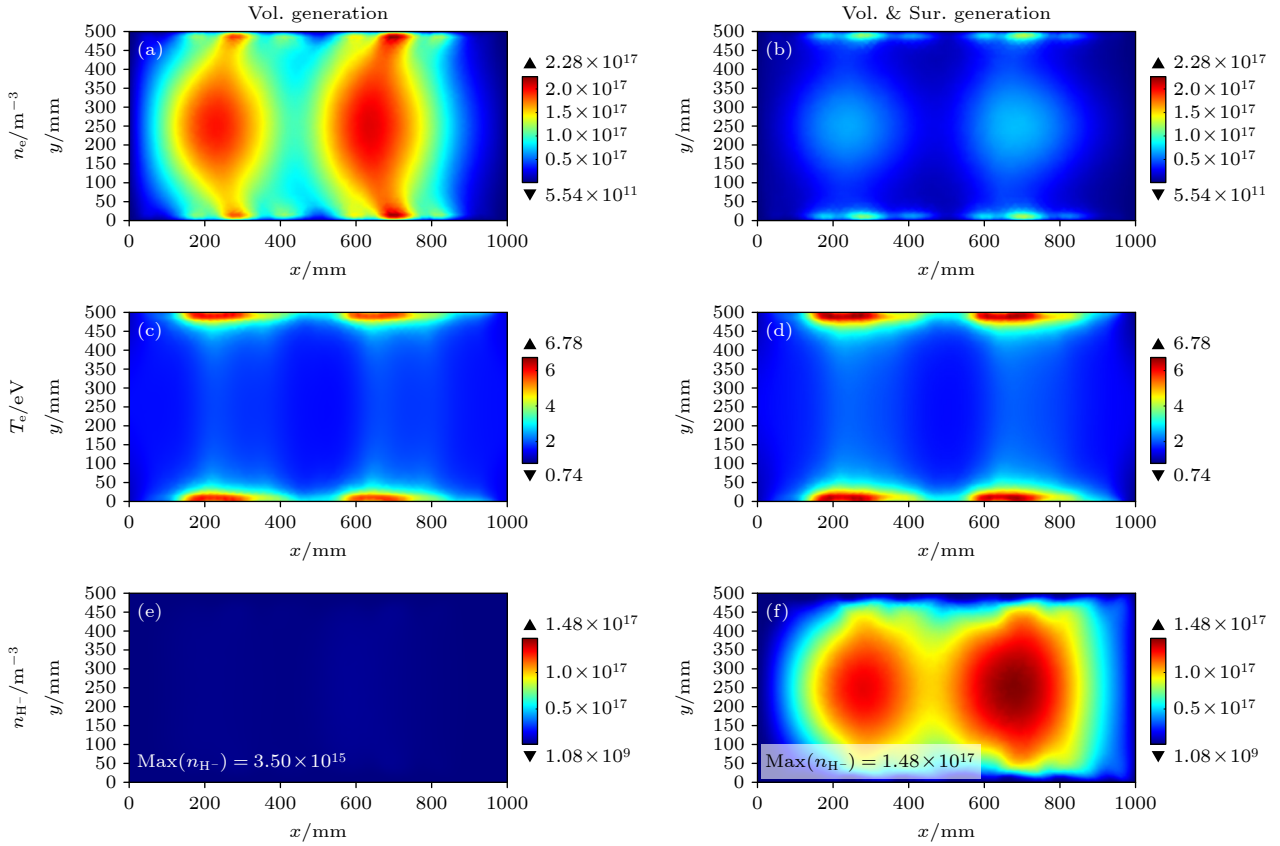


图 3 无 Cs 源与有 Cs 源中 xy 平面 ($z = -22$ cm) 的等离子体参数分布. 压强为 0.6 Pa, 每个源功率为 50 kW

Fig. 3. Distribution of plasma parameters in the xy -plane ($z = -22$ cm) in a double-driver ion source without Cs and with Cs. The pressure is 0.6 Pa and the power of every driver is 50 kW.

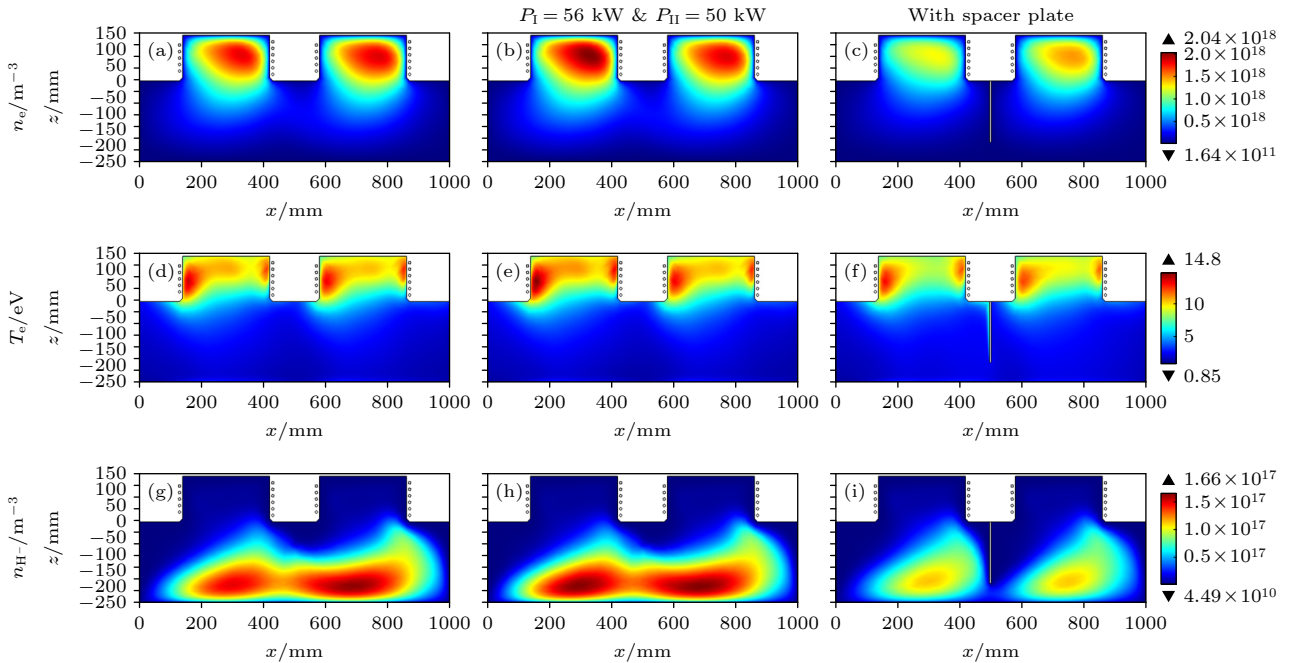


图 4 有 Cs 源中增加源 I 功率和添加隔板后 xz 平面 ($y = 25$ cm) 的等离子体参数分布, 其中压强固定为 0.6 Pa

Fig. 4. Distribution of plasma parameters in the xz -plane ($y = 25$ cm) after increasing the power of driver I and adding a spacer plate in ion source with Cs, where the pressure is fixed at 0.6 Pa.

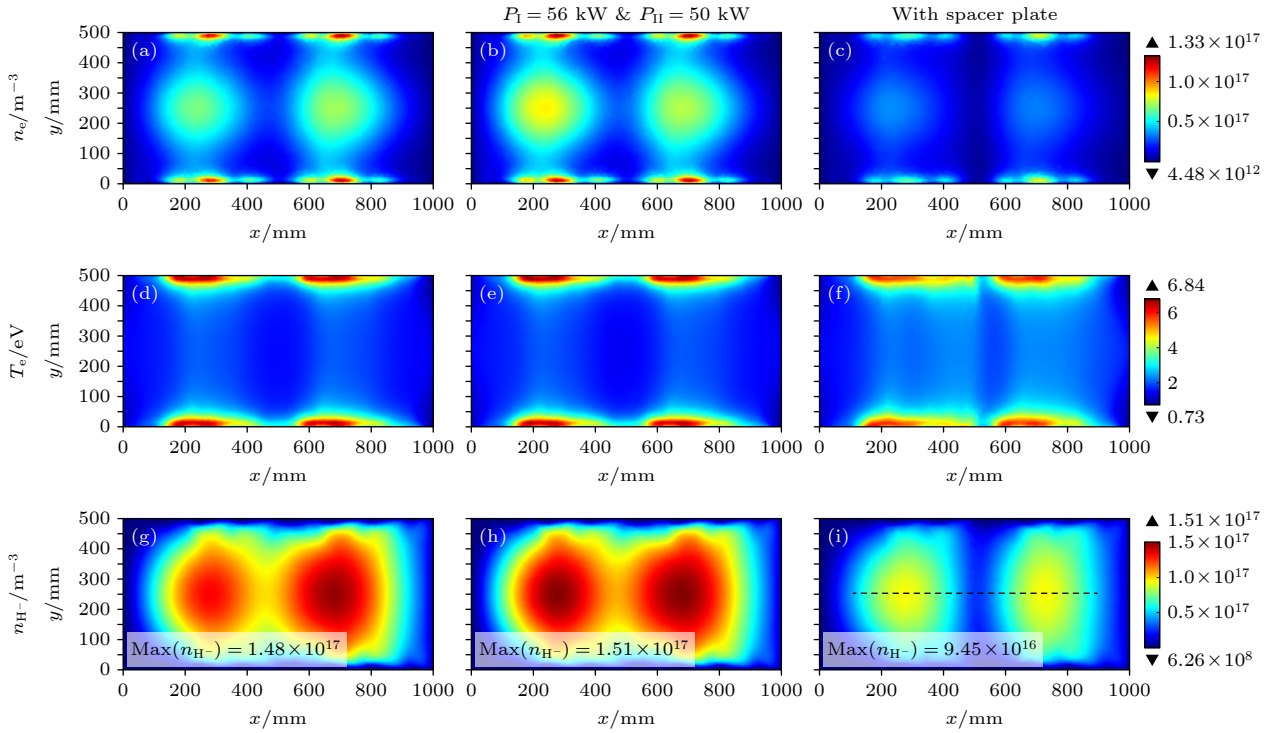


图 5 有 Cs 源中增加源 I 功率和添加隔板后 xy 平面 ($z = -22$ cm) 的等离子体参数分布, 其中压强固定为 0.6 Pa

Fig. 5. Distribution of plasma parameters in the xy -plane ($z = -22$ cm) after increasing the power of driver I and adding a spacer plate in ion source with Cs, where the pressure is fixed at 0.6 Pa.

图 5 为两种方法下 xy 平面 ($z = -22$ cm) 上的等离子体参数分布. 增加源 I 功率由 50 kW 为 56 kW 后, xy 平面 ($z = -22$ cm) 上电子密度由右侧更高变为左侧更高 (图 5(b)), 而左侧的 H 密度提升到与右侧相当 (图 5(h)). 添加隔板后, 电子密度左右两侧数值相当 (图 5(c)), 同样 H 密度在左右两侧数值也有较好的对称性 (图 5(i)). 但是隔板也使得截线 $x = 50$ cm 附近的 H 密度出现较低值, 减小了其连续性.

取 xy 平面的截线 $y = 25$ cm (如图 5(i) 中的黑色虚线) 上的 H 密度进行对称性的分析, 如图 6 所示. 将不对称度定义为 $\beta = (n_I - n_{II}) / (n_I + n_{II})$ [42], 其中 n_I 和 n_{II} 分别代表截线上 $x = 28$ cm 和 $x = 72$ cm 处的 H 密度. 图 6 中的红色线条代表 $P_I = P_{II} = 50$ kW 的情况, 绿色线条代表 $P_I = 56$ kW 和 $P_{II} = 50$ kW 的情况, 即增加源 I 功率使得不对称度从 0.04 降低为 0.01. 蓝色线条代表添加隔板的情况, 这使得不对称度降低为更小的 0.004, 但是 H 密度的数值也有明显的减小. 不对称度控制在 10% 以内被认为具有较好的对称性 [42,43], 所以本文所展示的放电参数下的结果均是合格的. 但是电极上下端的对称性越好越有利于控制束散角,

提高加速器引出的束流品质.

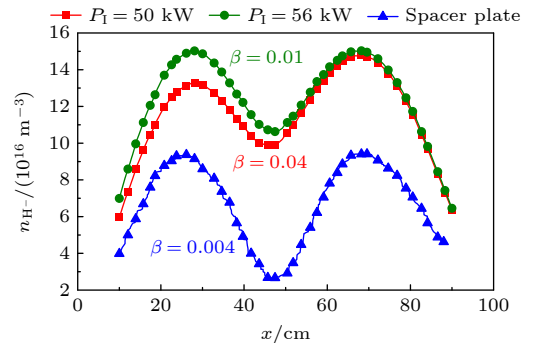


图 6 截线 $y = 25$ cm 上的 H 密度分布
Fig. 6. H⁻ density at the intercept $y = 25$ cm.

3.3 有 Cs 源中 H⁻ 密度数值的调控

上文提出了两种改善表面产生的 H 密度均匀性的方法, 本节通过在扩散区背板添加 6 mm 的磁屏蔽板来进一步提高 H 密度. 如图 7(a) 和图 7(b) 所示, 添加磁屏蔽后减小了过滤磁场对源区的穿透. 取源区轴线上的数值进行定量比较, 如图 7(c). 无磁屏蔽时源区的磁场范围是 13—29 G ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), 在添加磁屏蔽后源区的磁场范围减小为 3—12 G. 扩散区的磁场也随着磁屏蔽的添加而下降, 其中上游下降的更明显, 下游下降的幅度较小.

图 8 第一列为没有添加磁屏蔽的情况下 xz 平面 ($y = 25$ cm) 的等离子体参数分布, 第二列为添加磁屏蔽后的分布. 添加磁屏蔽后源区的电子密度降低, 扩散区的电子密度增加 (图 8(a) 和图 8(b)). 取源区轴线上的电子密度 (即图 8(a) 中的黑色虚线) 进行定量比较, 如图 9(a) 所示, 可以明显看出这一变化趋势. 这是由于磁屏蔽阻碍了磁场对源区

的穿透, 使得源区的磁场强度减小, 源区等离子体更易向下输运. 此外, 磁场的减小缓解了源区电子密度的偏轴分布. 源区电子温度的最大值也有所降低 (图 8(c) 和图 8(d)), 轴线上的具体数值可参考图 9(b). 扩散区下游表面产生的 H 密度有所增加 (图 8(e) 和图 8(f)), 最大值由 $1.64 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 变为 $2.56 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$. 这是因为更多的等离子体被运输到

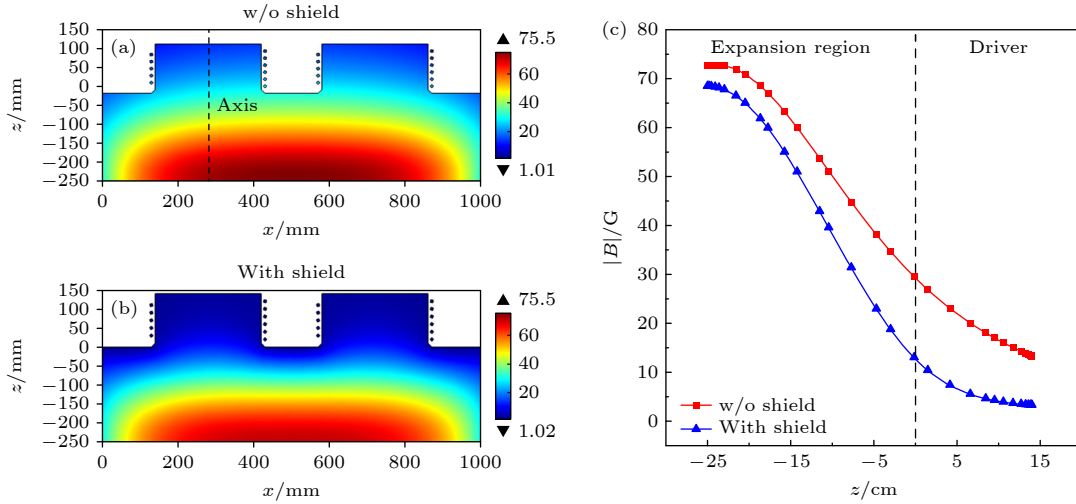


图 7 (a) 无磁屏蔽与 (b) 添加磁屏蔽情况下 xz 平面 ($y = 25$ cm) 的过滤磁场分布; (c) 轴线上的磁场分布

Fig. 7. Magnetic filter field distribution in the xz -plane ($y = 25$ cm) (a) without and (b) with magnetic shield; (c) profile of the magnetic field distribution on the driver axis.

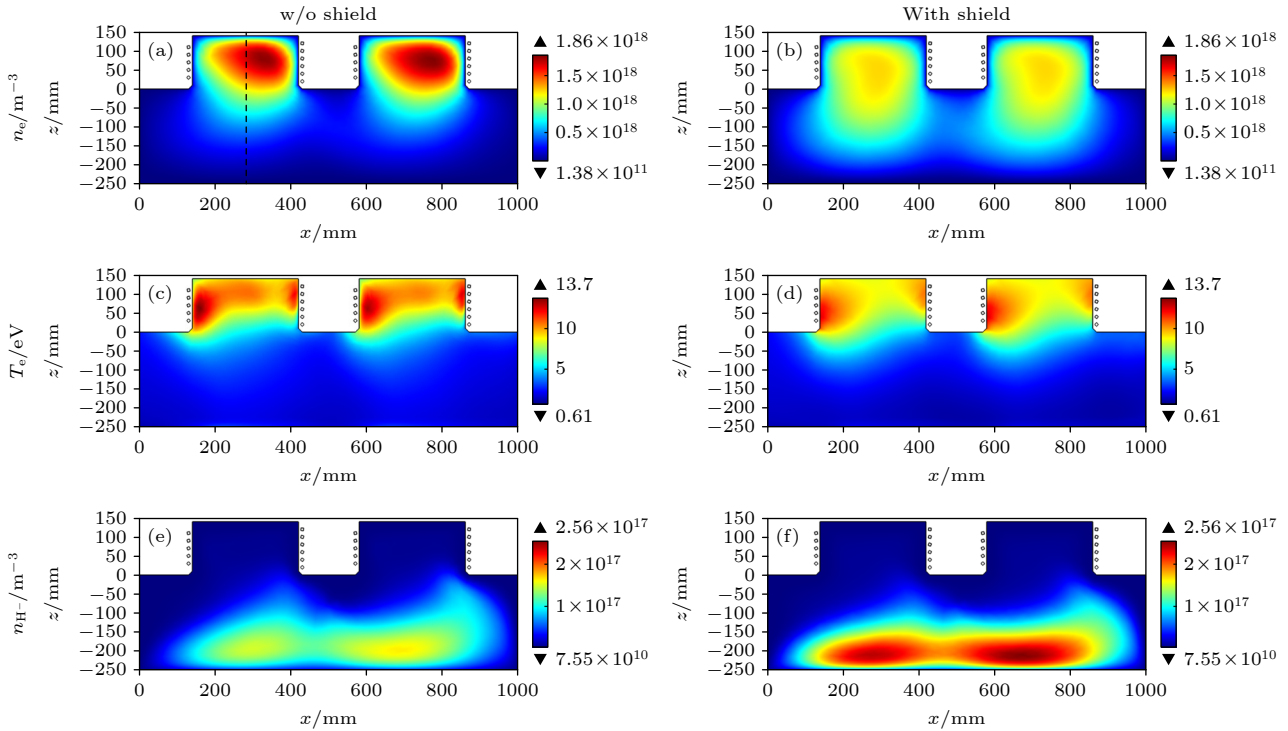


图 8 有 Cs 源中添加磁屏蔽后 xz 平面 ($y = 25$ cm) 的等离子体参数分布. 压强为 0.6 Pa, 每源功率为 50 kW

Fig. 8. Distribution of plasma parameters in the xz -plane ($y = 25$ cm) without and with magnetic shield in ion source with Cs. The pressure is 0.6 Pa and the power of every driver is 50 kW.

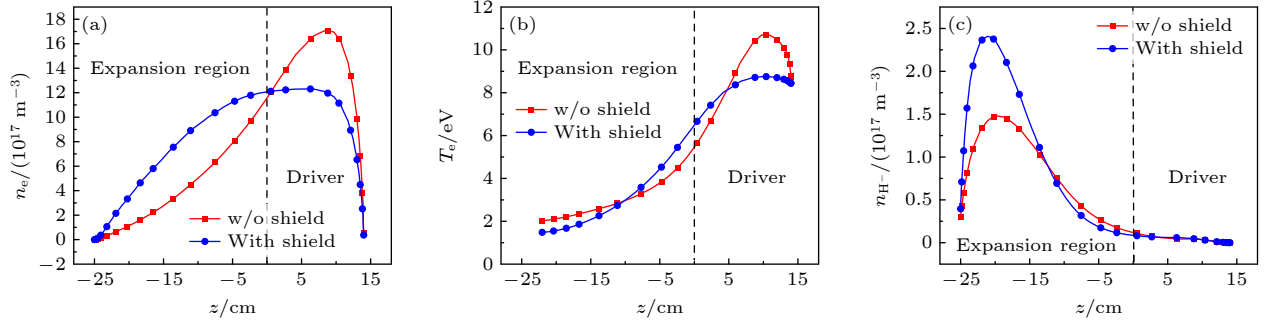


图 9 有无磁屏蔽条件下等离子体参数沿轴向的分布

Fig. 9. Distribution of plasma parameters along the axial direction with and without magnetic shield.

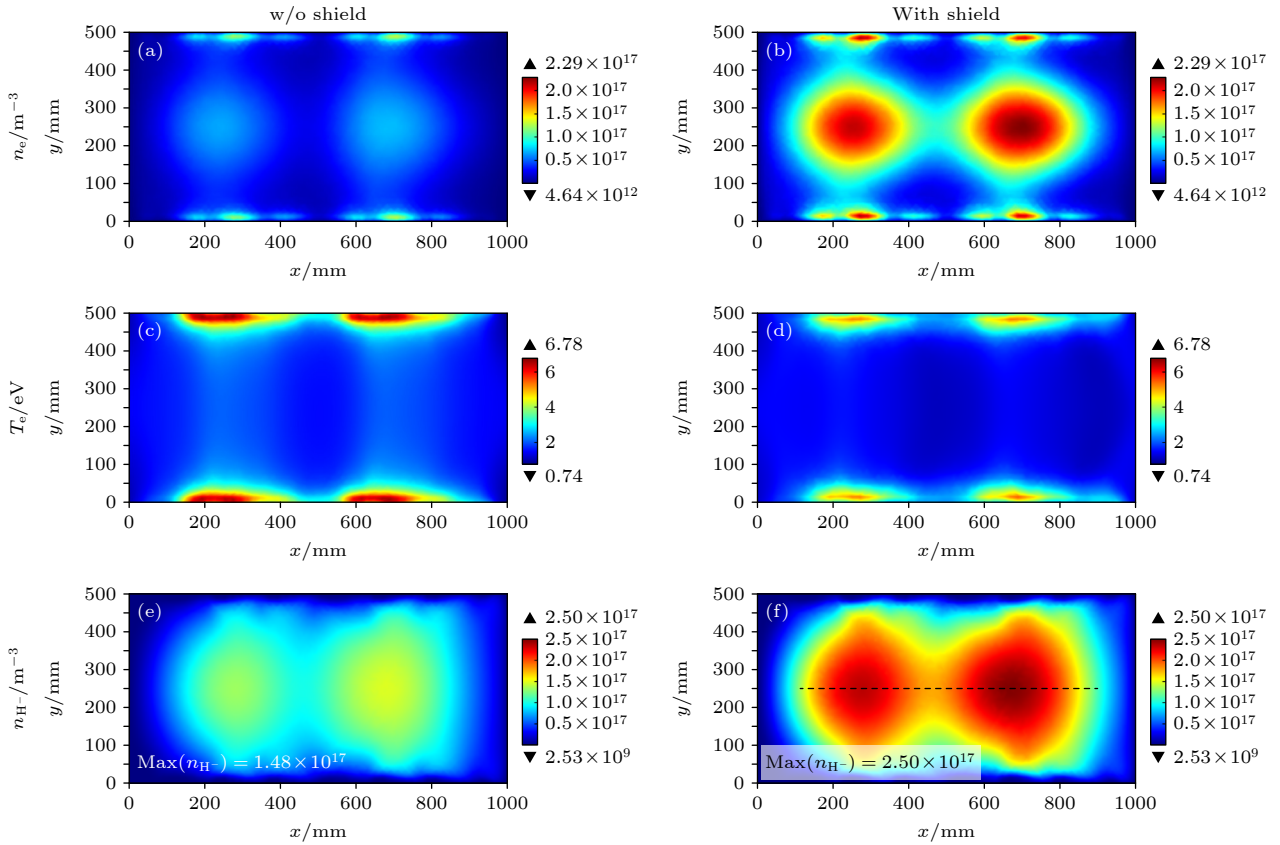


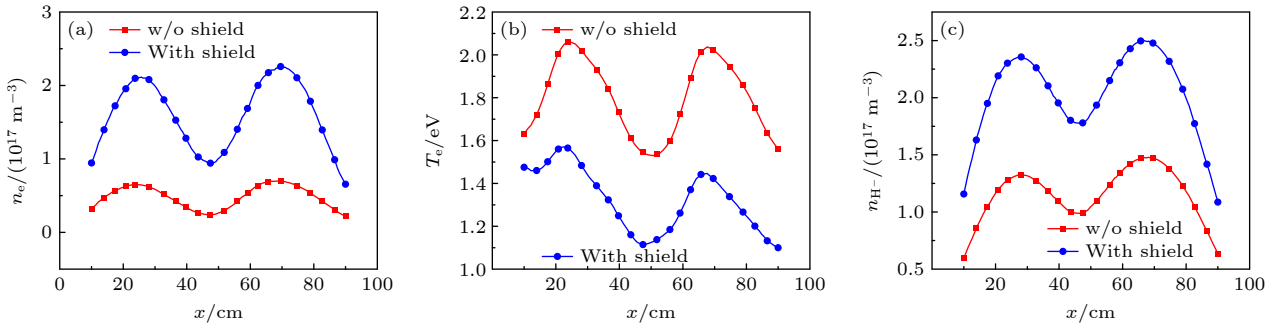
图 10 有 Cs 源中添加磁屏蔽后 xy 平面 ($z = -22$ cm) 的等离子体参数分布. 压强为 0.6 Pa, 每源功率为 50 kW

Fig. 10. Distribution of plasma parameters in the xy -plane ($z = -22$ cm) without and with magnetic shield in ion source with Cs. The pressure is 0.6 Pa and the power of every driver is 50 kW.

扩散区后增加了 H_2 分子的解离率, 从而获得了更多的 H 原子. 源区以及扩散区上游的 H 密度变化不大, 如图 9(c).

图 10 是没有磁屏蔽和添加磁屏蔽情况下 xy 平面 ($z = -22$ cm) 的等离子体参数分布. 如图 10(a) 和图 10(b), 电子密度最大值由无磁屏蔽的 $1.29 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 增加为 $2.29 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 提升了 77%. 取截线 $y = 25$ cm (即图 10(f) 中的黑色虚线) 上的电子密度进行定量比较, 如图 11(a) 所示, 可以明显地

看出这一变化趋势. 平面中心的电子温度在添加磁屏蔽后有所降低, 具体数值的变化可参考图 11(b). H 密度最大值由无磁屏蔽的 $1.48 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 增加为 $2.50 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 提升了 69%, 截线 $y = 25$ cm 上的 H 密度分布如图 11(c). 根据负离子电流密度的要求, 在 PG 附近表面产生的 H 密度需要达到 10^{17} m^{-3} 量级, 所以在本文展示的放电参数下的 H 密度均是满足要求的. 此外, 添加磁屏蔽后过滤磁场的减弱还增加了 H 密度的对称性.

图 11 有无磁屏蔽条件下截线 $y = 25$ cm 上的等离子体参数分布Fig. 11. Distribution of plasma parameters at the intercept $y = 25$ cm with and without magnetic shield.

4 结 论

本文为双驱动 NHIS 建立了包含 H 离子体产生与表面产生机制的 3D 流体模型. 比较了体产生与表面产生的各等离子体参数的分布. 发现无 Cs 源与有 Cs 源在源区的电子密度最大值很接近, 而在扩散区无 Cs 源电子密度要高于有 Cs 源. 这是因为有 Cs 源中表面产生的 H 密度与电子密度量级相当 (10^{17} m^{-3}), 由准中性条件, 电子密度会更小一些. 此外, 电子会与有 Cs 源中大量的 H 离子发生电子解离碰撞反应而损失一部分电子. 无 Cs 源与有 Cs 源电子温度分布区别很小. 无 Cs 源中的 H 密度比有 Cs 源低了一个数量级. 在双极性势阱的作用下无 Cs 源的 H 密度最大值位于扩散区中游, 难以引出. 而有 Cs 源的 H 密度最大值位于扩散区下游, 引出率会更高. 由于过滤磁场的存在, 在引出区附近各等离子体参数都是左右不对称的, 所以提出了两种改善 H 密度对称性的方法: 提高低密度侧的源功率和添加隔板. 前者是将源 I 的功率提升到 56 kW, 这以提高等离子体密度的方式提高了左侧的 H 源项, 从而改善了左右两侧的 H 密度对称性. 后者是在扩散区添加高度为 19 cm 的隔板, 以阻碍等离子体的横向漂移的方式提高了 H 密度的对称性. 但是加隔板的方式也会在一定程度上减小 H 密度以及 x 方向上的密度连续性. 最后还提出了使用磁屏蔽的方法来改善 H 密度的数值. 在扩散区背板添加 6 mm 的磁屏蔽板可以减小过滤磁场对源区的穿透, 进而加强等离子体的向下输运. 结果发现这种方法可以使得扩散区下游 xy 平面 ($z = -22$ cm) 的 H 密度最大值由 $1.48 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 增加为 $2.50 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$.

参考文献

- [1] Zhang W, Zhang X J, Liu L N, Zhu G H, Yang Y, Zhang H P, Zheng Y F, He K Y, Huang J 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 215201 (in Chinese) [张伟, 张新军, 刘鲁南, 朱光辉, 杨桦, 张华朋, 郑艺峰, 何开洋, 黄娟 2023 *物理学报* **72** 215201]
- [2] Sun Y X, Huang J, Gao Wei, Chang J F, Zhang W, Shi C, Li Y H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 215203 (in Chinese) [孙延旭, 黄娟, 高伟, 常加峰, 张伟, 史唱, 李云鹤 2023 *物理学报* **72** 215203]
- [3] Kuriyama M, Akino N, Ebisawa N, Grisham L, Liquen H, Honda A, Itoh T, Kawai M, Kazawa M, Mogaki K, Ohara Y, Ohga T, Ohmori K, Okumura Y, Oohara H, Usui K, Watanabe K 1998 *J. Nucl. Sci. Technol.* **35** 739
- [4] Wesson J 2004 *Tokamaks* (Oxford, UK: Oxford University Press)
- [5] Takeiri Y, Morita S, Ikeda K, Ida K, Kubo S, Yokoyama M, Tsumori K, Oka Y, Osakabe M, Nagaoka K, Shimozuma T, Yoshinuma M, Narihara K, Funaba H, Goto M, Inagaki S, Tanaka K, Kaneko O, Komori A, Motojima O and the LHD Experimental Group 2007 *Nucl. Fusion* **47** 1078
- [6] Franzen P, Falter H D, Fantz U, Kraus W, Berger M, Christ-Koch S, Frösche M, Gutser R, Heinemann B, Hilbert S, Leyer S, Martens C, McNeely P, Riedl R, Speth E, Wunderlich D 2007 *Nucl. Fusion* **47** 264
- [7] Song S S, Yang W, Liu W, Yin S, Liu Y X, Gao F, Wang Y N, Zhao Y T 2021 *Plasma Phys.* **28** 073512
- [8] Pamela J 1995 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **37** A325
- [9] Bacal M, Nishiura M, Sasao M, Hamabe M, Wada M, Yamaoka H 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 903
- [10] Bacal M 2006 *Nucl. Fusion* **46** S250
- [11] Berger M, Fantz U, Christ-Koch S and NNBI Team 2009 *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 025004
- [12] Heinemann B, Fantz U, Kraus W, Schiesko L, Wimmer C, Wunderlich D, Bonomo F, Frösche M, Nocentini R, Riedl R 2017 *New J. Phys.* **19** 015001
- [13] Wimmer C, Schiesko L, Fantz U 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 02B310
- [14] Wimmer C 2014 *Ph. D. Dissertation* (Augsburg: Universitaet Augsburg) (Germany)
- [15] He Z Q, Yang W, Gao F, Du C R, Wang Y N 2024 *Phys. Plasmas* **31** 043501
- [16] Cristofaro S, Friedl R, Fantz U 2021 *Plasma* **4** 94
- [17] Fubiani G, Boeuf J P 2013 *Phys. Plasmas* **20** 113511
- [18] Taccogna F, Schneider R, Longo S, Capitelli M 2008 *Phys. Plasmas* **15** 103502
- [19] Yang C, Liu D G, Wang H H, Yang Y P, Liao F Y, Peng K,

- Liu L Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 025206 (in Chinese) [杨超, 刘大刚, 王辉辉, 杨宇鹏, 廖方燕, 彭凯, 刘腊群 2013 物理学报 **62** 025206]
- [20] Yang C, Liu D G, Wang H H, Yang Y P, Liao F Y, Liu L Q, Peng K, Xia M Z 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 235201 [杨超, 刘大刚, 王辉辉, 杨宇鹏, 廖方燕, 刘腊群, 彭凯, 夏蒙重 2012 物理学报 **61** 235201]
- [21] Fukumasa O, Nishida R 2006 *Nucl. Fusion* **46** S275
- [22] Gutser R, Wünderlich D, Fantz U and the NNBI-Team 2009 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **51** 045005
- [23] Xing S Y, Gao F, Zhang Y R, Wang Y J, Lei G J, Wang Y N 2023 *Plasma Sci. Technol.* **25** 105601
- [24] Boeuf J P, Hagelaar G J M, Sarraillh P, Fubiani G, Kohen N 2011 *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 015002
- [25] Petrov G M, Giuliani J L 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 619
- [26] Janev R K, Reiter D, Samm U 2003 *Collision Processes in Low-Temperature Hydrogen Plasma* (Forschungszentrum, Zentralbibliothek)
- [27] Yoon J S, Song M Y, Han J M, Hwang S H, Chang W S, Lee B, Itikawa Y 2008 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **37** 913
- [28] Janev R K, Langer W D, Evans K, Post D E 1989 *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas: Cross Sections and Reaction Rate Coefficients* (Berlin: Springer)
- [29] Hjartarson A T, Thorsteinsson E G, Gudmundsson J T 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 065008
- [30] Celiberto R, Janev R K, Laricchiuta A, Capitelli M, Wadehra J M, Atems D E 2001 *At. Data Nucl. Data Tables* **77** 161
- [31] Celiberto R, Capitelli M, Laricchiuta A 2002 *Phys. Scr. T* **96** 32
- [32] Bowers M T, Elleman D D, King J 1969 *J. Chem. Phys.* **50** 4787
- [33] Matveyev A A, Silakov V P 1995 *Plasma Sources Sci. Technol.* **4** 606
- [34] Lee C, Lieberman M A 1995 *J. Vac. Sci. Technol. A* **13** 368
- [35] Booth J P, Sadeghi N 1991 *J. Appl. Phys.* **70** 611
- [36] Gorse C, Capitelli M, Bacal M, Bretagne J, Lagana A 1987 *Chem. Phys.* **117** 177
- [37] Averkin S N, Gatsonis N A, Olson L 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 1926
- [38] Hiskes J R, Karo A M 1989 *Appl. Phys. Lett.* **54** 508
- [39] Eerden M J J, Van de Sanden M C M, Otorbaev D K, Schram D C 1995 *Phys. Rev. A* **51** 3362
- [40] Seidl M, Cui H L, Isenberg J D, Kwon H J, Lee B S, Melnychuk S T 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 2896
- [41] Zhang Y R, Wang X, Yang W, Gao F and Wang Y N 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 075028
- [42] Fubiani G, Boeuf J P 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 055001
- [43] Franzen P, Wünderlich D, Fantz U and the NNBI Team 2014 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **56** 025007

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

An radio frequency negative hydrogen ion source for neutral beam injection*

XING Siyu GAO Fei[†] WANG Younian

(Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion, and Electron Beams (Ministry of Education), School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

(Received 23 July 2025; revised manuscript received 20 August 2025)

Abstract

In neutral beam injection (NBI), which is a primary auxiliary heating method for tokamak plasmas, the negative hydrogen ion source (NHIS) functions as a critical front-end component governing neutral beam quality. The performance of NHIS remains a key challenge. This work presents a three-dimensional (3D) fluid model, which is developed for a double-driver NHIS to simulate and optimize surface-generated negative hydrogen ion density. A comparison of plasma parameters between the NHIS with Cs and without Cs shows that surface generation yields negative ion density one order of magnitude higher than volume generation. However, the presence of the magnetic filter field induces asymmetry in negative ion density within the extraction region. To improve this asymmetry, two approaches are proposed: 1) increasing the power of one of the drivers and 2) adding a spacer plate to the expansion region. After increasing the power of Driver I from 50 to 56 kW, the H^- density asymmetry at the $y = 25$ cm intercept on the xy -plane ($z = -22$ cm) decreases from 0.04 to 0.01, and the value of H^- density increases. Following the addition of a spacer plate, the H^- density asymmetry further decreases to 0.004, but the value of H^- density also shows a significant reduction. Finally, adding a magnetic shield to the back plate of the expansion region further optimizes H^- density from $1.48 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ to $2.50 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, yielding a 69% increase downstream. This is because increased plasma transport into the expansion region enhances the dissociation rate of H_2 molecules, thereby yielding more H atoms. The attenuation of the magnetic filter field in the driver region after adding a magnetic shield also enhances the symmetry of the H^- density.

Keywords: neutral beam injection system, negative hydrogen ion source, 3-dimensional fluid modeling, negative ion

PACS: 52.27.Cm, 52.25.Xz, 52.50.Dg, 52.50.Qt

DOI: [10.7498/aps.74.20250983](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250983)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250983](https://www.cstr.org.cn/32037.14.aps.74.20250983)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12075049) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education, China (Grant No. DUT25Z2707).

[†] Corresponding author. E-mail: fgao@dlut.edu.cn

中性束注入射频负氢离子源的物理研究

邢思雨 高飞 王友年

An radio frequency negative hydrogen ion source for neutral beam injection

XING Siyu GAO Fei WANG Younian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 205201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250983

CSTR: 32037.14.aps.74.20250983

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250983>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

EAST上中性束注入和离子回旋共振加热下快离子分布函数层析反演

Tomography of fast ion distribution function under neutral beam injection and ion cyclotron resonance heating on EAST

物理学报. 2023, 72(21): 215203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230846>

基于强流离子源的离子束溅射镀膜设备均匀性优化

Uniformity optimization of ion beam sputtering coating equipment based on strong current ion source

物理学报. 2024, 73(5): 058101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231491>

大束流阳极层离子源的阴极刻蚀现象及消除措施

Cathode etching phenomenon of high beam-anode ion source and its elimination measures

物理学报. 2024, 73(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240494>

微型电子回旋共振离子源的全局模型

Global model of miniature electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(14): 145204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212250>

超冷离子源研究进展

Research progress of ultracold ion source

物理学报. 2024, 73(17): 173701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240695>

EAST上基于平衡中性束注入方法的L模等离子体自发扭矩分布实验研究

Experimental study of intrinsic torque distribution of L-mode plasma based on balanced neutral beam injection on EAST

物理学报. 2025, 74(9): 095203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241462>