

# 利用质子能损诊断部分电离等离子体靶中的束缚电子密度\*

陈燕红<sup>1)</sup> 王昭<sup>1)2)</sup> 周泽贤<sup>1)3)</sup> 陶科伟<sup>1)</sup> 金雪剑<sup>1)2)</sup> 史路林<sup>1)3)</sup>  
王国东<sup>1)2)</sup> 喻佩<sup>4)</sup> 雷瑜<sup>1)4)</sup> 吴晓霞<sup>1)</sup> 程锐<sup>1)2)4)†</sup> 杨杰<sup>1)2)4)</sup>

1) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070)

4) (先进能源科学与技术广东省实验室, 惠州 516000)

(2023年10月31日收到; 2023年12月27日收到修改稿)

部分电离等离子体是惯性约束聚变燃料及天体等离子体中的重要组成部分, 该等离子体的输运及流体力学等性质受到束缚电子的显著影响, 然而当前基于光谱学的技术手段难以对其进行高精度诊断. 本文基于中国科学院近代物理研究所低能离子束与等离子体相互作用实验平台, 精确测量了100 keV质子束穿过部分电离氢等离子体靶后的能损, 该能损是质子同靶区内自由电子与束缚电子碰撞共同作用的结果. 利用已有的能损理论模型, 结合激光干涉诊断获得的自由电子密度信息, 最终得到了部分电离氢等离子体靶中沿离子路径上的束缚电子密度, 并给出了该等离子体的离化度参数. 该离子束诊断技术具有在线、原位、分辨率高等优势, 为解决部分电离等离子体内部束缚电子密度的诊断问题提供了新的途径.

**关键词:** 束缚电子密度, 质子能损, 自由电子密度, 离化度

**PACS:** 34.50.Bw, 52.25.Jm, 52.80.-s

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231736

## 1 引言

等离子体是一种离子与电子共存、宏观显电中性的物质第四态, 其中电子密度、电子温度、等离子体离化度是重要的状态参数<sup>[1-5]</sup>. 对于部分电离的等离子体, 不仅存在大量的自由电子, 还有未被电离的束缚电子, 这些束缚电子不仅决定着等离子体的离化度参数, 而且也引入了许多重要的物理效应. 例如, 各向同性热传导、激发态离子的电荷交换与作用势, 这些都严重影响部分电离等离子体的性质与演化规律<sup>[6]</sup>.

当前针对等离子体状态参数的诊断技术主要依赖于光学类的瞬态光谱法、汤姆孙散射法与激光干涉法等. 例如, Cao等<sup>[7]</sup>利用瞬态光谱法诊断了激光烧蚀产生的Al等离子体自由电子密度与温度的演化; Tan等<sup>[8]</sup>利用双角度汤姆孙散射诊断了Al等离子体的电子温度和自由电子密度等信息; Zhang等<sup>[9]</sup>利用光纤干涉方法诊断了紧凑环中的He等离子体的自由电子密度; 然而, 上述光学类诊断技术仅针对等离子体中的自由电子成分, 瞬态光谱仅能反应自由电子信息; 汤姆孙散射方法中的散射过程主要来自自由电子, 以及束缚电子密度对等离子体折射率的贡献很小, 现有的激光干涉法等均

\* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2022YFA1602500) 和国家自然科学基金国际 (地区) 合作与交流项目 (批准号: 12120101005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [chengrui@impcas.ac.cn](mailto:chengrui@impcas.ac.cn)

无法诊断部分电离等离子体中束缚电子密度信息<sup>[7-9]</sup>. 目前, 部分电离等离子体内束缚电子密度是将初始冷靶的粒子数密度减去自由电子密度这一粗略方法推算得来的, 但是其忽略了一个重要的物理事实: 瞬态等离子体产生过程中靶区物质可能出现压缩与热膨胀等动态变化, 靶区内原子数密度可能发生剧烈变化, 严重改变束缚电子密度. 因此如何发展一种高时间分辨的, 对束缚电子密度敏感的新型诊断技术, 是当前大家广泛关注的研究内容.

Xu 等<sup>[10]</sup> 利用德国 GSI 的 UNILAC 束线提供的 3.65 MeV/u  $^{48}\text{Ca}^{10+}$  离子束与角箍缩放电形式产生的氢等离子体靶作用, 实验测量了出射离子电荷态分布与离子的能损; 结合角箍缩等离子体特征光谱诊断结果, 分析了  $\text{H}_\beta$  线的 Stark 展宽, 取得了该等离子体的电子温度与自由电子密度等信息, 最后利用 Bethe 公式对重离子束在等离子体中的能损进行计算, 考虑到该等离子体靶空间的高均匀性以及在该能区下的离子的阻止本领数值基本不变, 因此离子能损函数可简化为<sup>[11]</sup>

$$\Delta E \propto Z_{\text{eff}}^2 \left[ \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{free}} + \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{bound}} \right] \times L, \quad (1)$$

式中,  $Z_{\text{eff}}$  为离子束的有效电荷,  $(dE/dx)_{\text{free}}$  和  $(dE/dx)_{\text{bound}}$  分别表示自由电子和束缚电子的阻止本领,  $L$  表示等离子体长度. 从 (1) 式可以看出, 束缚电子和自由电子对于能损的贡献是相互独立的, 因此实验测量到的总能损为  $\Delta E_{\text{sum}} = (0.881 \pm 0.155)$  MeV; 计算得到的自由电子能损为  $\Delta E_{\text{free}} = (0.177 \pm 0.035)$  MeV, (自由电子密度:  $n_{\text{fe}} = (1.9 \pm 0.1) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , 温度:  $T_e = 0.8\text{--}1.3$  eV); 束缚电子能损为  $\Delta E_{\text{bound}} = (0.704 \pm 0.190)$  MeV, 由此可以推算得到对应的束缚电子密度  $n_{\text{be}} = (1.7 \pm 0.7) \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . 需要特别指出的是, 该实验中使用

的是重离子束 ( $^{48}\text{Ca}^{10+}$ ), 其有效电荷 ( $Z_{\text{eff}}$ ) 可随着等离子体状态不同发生剧烈的变化, 因此推算出束缚电子密度严重依赖于离子有效电荷的选择, 从而严重影响实验的诊断精度.

利用加速器装置引出的单能质子束作为探针, 为开展部分电离等离子体中束缚电子密度诊断研究提供了独特的优势. 1) 质子只带一个正电荷, 其有效电荷的变化过程相对简单, 可以得到准确数值, 明显降低分析误差; 特别是在现有的能损研究中, 有大量的质子与束缚电子以及与自由电子的研究工作, 取得大量的可靠数据<sup>[11]</sup>. 2) 相比重离子束, 相同能量条件下的质子束具备更远的射程, 可以在较低离子能量条件下开展有关稠密等离子体靶核心区域的诊断研究工作.

本文基于中国科学院近代物理研究所低能离子束与等离子体相互作用实验装置, 开展了 100 keV 质子束与部分电离氢等离子体的相互作用实验, 精确测量了质子束的能损数据. 利用激光干涉法诊断该等离子体靶的自由电子密度、利用瞬态光谱法诊断电子温度. 结合能损理论模型与有效电荷的考虑, 分别计算出了自由电子能损与束缚电子能损, 并最终得到该部分电离等离子体中的束缚电子密度随时间演化的图像, 取得该等离子体的离化度参数. 该研究有望为部分电离等离子体的高精度诊断技术发展与其物理特性描述深化等提供新的研究途径.

## 2 实验装置与等离子体参数诊断

基于中国科学院近代物理研究所 320 kV 高电荷态离子综合实验平台, 我们已建成了百 keV 能区的离子束与等离子体相互作用实验研究装置<sup>[12-15]</sup>, 该装置示意如图 1 所示. 实验所需的质子

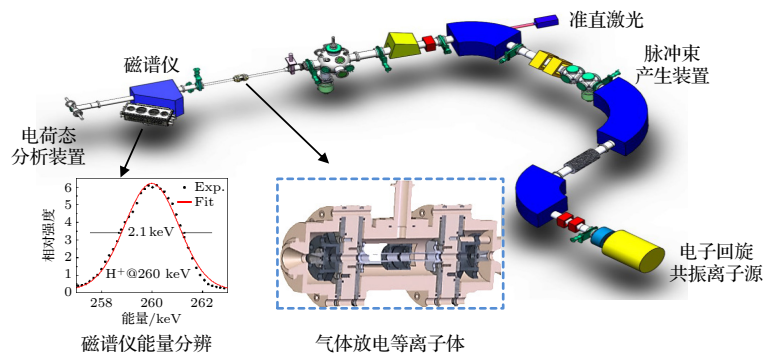


图 1 中国科学院近代物理研究所的离子束与等离子体相互作用实验平台

Fig. 1. Experimental setups of ions beam-plasmas interaction at the Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences.

束由一台全永磁的电子回旋共振 (electron cyclotron resonance, ECR) 离子源产生, 经过静电加速质子能量到 100 keV, 通过二极偏转磁铁与四极聚焦磁铁构成的束流光学系统, 最终到达实验靶区与气体放电等离子体靶相互作用; 作用后的出射质子被末端的高能谱分辨磁谱仪测量, 并取得对应的能损数据. 所用的磁谱仪是由一台高稳定性二极偏转磁铁耦合自主研制的大面积位置灵敏探测器等构成, 其能量分辨率优于 1%<sup>[13,16]</sup>. 在实验过程中, 质子束的脉冲长度约为 200 ns, 通过调节等离子体、离子束与探测器三者之间的时序关系, 精确测量了 100 keV 脉冲质子束与不同状态 (不同温度与电子密度) 的部分电离氢等离子体靶作用后的离子能损数据, 考虑到束斑宽度、能量展宽等问题, 该能损数据的误差约为 5%.

### 2.1 部分电离等离子体靶-气体放电等离子体装置

实验中使用的等离子体靶是一台由中国科学院近代物理研究所与俄罗斯 ITEP (Institute of Theoretical and Experimental Physics) 共同研制的对称构型 Z-Pinch 气体放电装置: 通过高压极与接地极的脉冲电流放电方式, 对填充其中的气体进行离化, 产生部分电离等离子体. 该装置主要由等离子体区, 真空差分系统以及高压回路部分组成, 结构示意图如图 2 所示. 等离子体区域由两个共线的石英管构成 (长度  $L = 78$  mm, 直径  $\Phi = 5$  mm), 高压电极位于两石英管中间, 接地极位于两端, 连接 3  $\mu\text{F}$  电容与高压电源, 放电电压 (high voltage, HV) 2—5 kV, 脉冲电流最高可达几十 kA. 整个设

备采用对称型结构, 通过补偿平衡的方法, 可有效抑制放电电流产生的外加磁场的干扰<sup>[17,18]</sup>; 真空系统采用二级差分结构, 在 0.5—5 mbar (1 bar =  $10^5$  Pa) 的工作气压条件下保证加速器束线真空维持在  $10^{-7}$  mbar 量级.

### 2.2 部分电离等离子体靶-自由电子密度诊断

实验中部分电离氢等离子体靶的自由电子密度通过激光干涉法诊断获得, 光的折射率与介质的电磁性质密切相关, 特别是对于等离子体, 其光学折射率小于 1, 并且强烈依赖于自由电子密度, 对比而言, 束缚电子密度对折射率不敏感<sup>[19]</sup>. 自由电子密度的变化引起折射率变化, 造成干涉条纹的空间移动, 由此诊断自由电子密度. 光的折射率与自由电子密度的关系可表述为<sup>[20]</sup>

$$n_{\text{fe}} = \frac{8\pi^2\epsilon_0 m_e c^2}{e^2 \lambda^2} (1 - n), \quad (2)$$

式中,  $n_{\text{fe}}$  为等离子体自由电子密度,  $e$  和  $m_e$  分别为电子电荷与质量,  $n$  为等离子体折射率,  $c$  为光速.

实验基于 Mach-Zehnder 干涉原理, 搭建了一套激光干涉诊断系统, 图 3 为其结构示意图与实验干涉典型结果. 该系统中激光光源由一台 15 mW 具有较好自相干性的 He-Ne (632.8 nm) 连续激光器提供, 激光波长也明显区别于氢等离子体自身辐射的特征波长. 待测量的等离子体靶位于干涉光路的测量臂中, 另外一路为参考臂; 后端的干涉条纹图像利用条纹相机进行记录, 其扫描窗口时间宽度设置为 40  $\mu\text{s}$ , 时间分辨为 16 ns. 实验中通过记录干涉条纹的纵向移动相对距离, 可以取得该氢等离子体的自由电子密度随时间演化的数据.

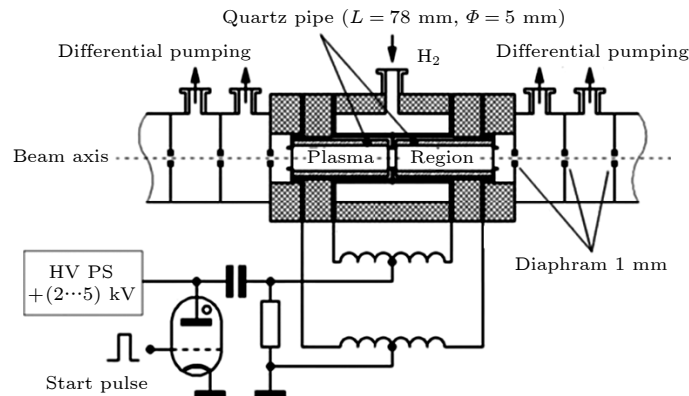


图 2 气体放电等离子体装置结构图

Fig. 2. Structure diagram of the gas discharged plasma target.

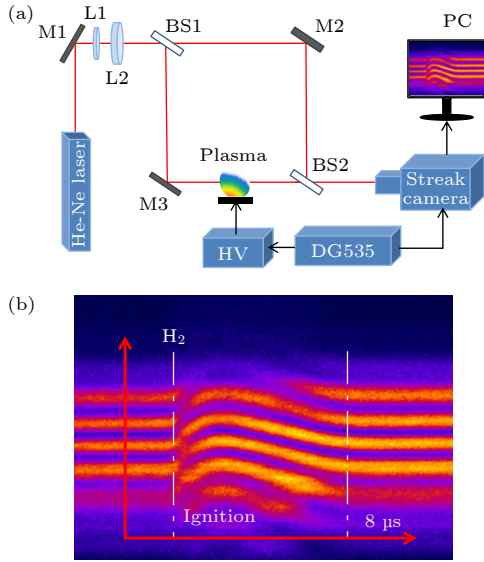


图 3 (a) 激光干涉成像设备示意图 (M1, M2, M3 为反射镜, BS1, BS2 为半透半反镜, L1, L2 为凸透镜); (b) 氢气放电等离子体 ( $P = 1.03$  mbar,  $HV = 4$  kV) 的干涉条纹随时间的演化图像

Fig. 3. (a) Structure diagram of laser interference imaging equipment (M1, M2, M3 are reflectors, BS1, BS2 are semi-transparent and semi-reflective mirrors, L1, L2 are convex lenses); (b) evolution of interference fringes ( $P = 1.03$  mbar,  $HV = 4$  kV) over hydrogen plasma lifetime.

图 4 为诊断的自由电子面密度随时间变化的典型结果, 等离子体寿命约为  $8 \mu\text{s}$ , 峰值电子密度出现在  $t = 3 \mu\text{s}$  附近.  $HV = 3\text{--}5$  kV 时, 峰值自由电子面密度为  $(2.13 \pm 0.13) \times 10^{17}$ — $(2.84 \pm 0.16) \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ . 该密度变化趋势与测量到的脉冲放电电

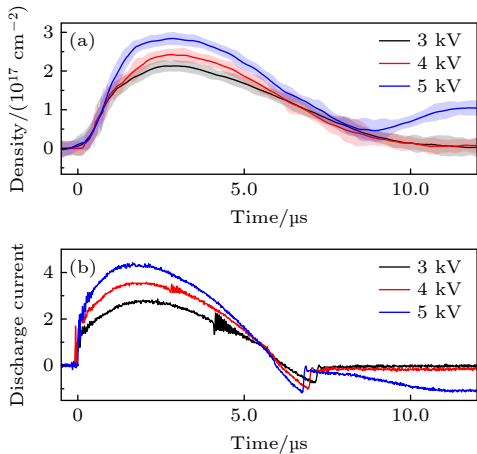


图 4 激光干涉成像方式测量氢等离子体 (1.03 mbar, 3—5 kV) (a) 自由电子密度随时间的变化; (b) 放电电流随时间的变化

Fig. 4. Measurement of hydrogen plasma by laser interferometric imaging (1.03 mbar, 3—5 kV): (a) Change in the density of free electrons with time; (b) variation of discharge current with time.

流波形类似, 并随着放电电压的升高, 峰值电流也增大, 对应的自由电子密度随之增大.

### 2.3 部分电离等离子体靶-电子温度诊断

该部分电离氢等离子体靶的温度是通过测量其特征辐射光谱进行诊断的. 实验中利用条纹相机耦合高分辨光谱仪的方式, 记录了等离子体发射的特征光谱随时间连续变化. 测量了氢原子的特征谱线 (Balmer 线系,  $\lambda = 656.27 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 486.12 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 434.04 \text{ nm}$ ), 电子温度通过玻尔兹曼图解法确定, 其函数式如下 [21,22]:

$$\ln \frac{I_{mn}\lambda_{mn}}{g_m A_{mn}} = -\frac{1}{kT_e} E_m + B, \quad (3)$$

其中  $I_{mn}$ ,  $\lambda_{mn}$ ,  $A_{mn}$  和  $g_m$  分别是谱线强度、波长、跃迁几率和统计权重,  $T_e$  是电子温度,  $k$  是玻尔兹曼常数,  $E$  是跃迁激发能, 计算中所选用原子谱线的相关信息来自 NIST 数据库 [23]. 通过谱线激发能  $E$  与  $\ln(\lambda I/gA)$  绘制玻尔兹曼点图, 利用线性拟合方法获取的拟合斜率, 即可确定等离子体的电子温度参数, 结果如图 5 所示, 等离子体的温度在初始时刻逐渐上升,  $t = 2.9 \mu\text{s}$  时达到  $T_e = 0.68 \text{ eV}$ , 维持了约  $4 \mu\text{s}$ , 之后在  $t = 7.0 \mu\text{s}$  逐渐下降.

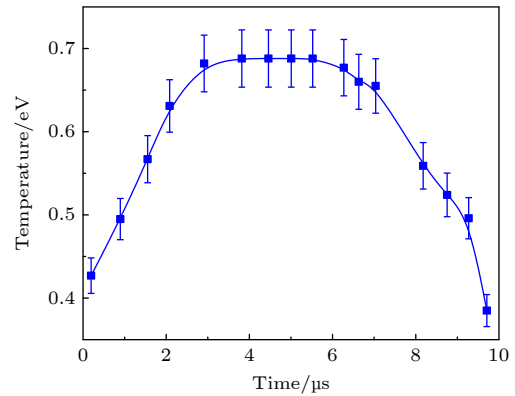


图 5 放电氢等离子体 (1.03 mbar, 4 kV) 的温度随时间的变化

Fig. 5. Electron temperature of plasma (1.03 mbar, 4 kV) as a function of discharge time.

考虑到等离子体的电子温度可以通过影响能损理论模型中的库仑对数热修正因子 [24] 来改变离子能损数值, 对此进行计算. 对于  $T_e < 9 \text{ eV}$  的等离子体靶, 当入射质子束能量为  $100 \text{ keV/u}$  时, 靶中自由电子与束缚电子对炮弹离子能损的贡献基本保持不变:  $\Delta E_{\text{free}} = 7.107 \text{ keV}$ ,  $\Delta E_{\text{bound}} = 3.489 \text{ keV}$ ; 当  $9 \text{ eV} < T_e < 100 \text{ eV}$  时, 束缚电子

的贡献保持不变:  $\Delta E_{\text{bound}} = (3.489-3.425)$  keV; 自由电子的贡献从  $\Delta E_{\text{free}} = 7.107$  keV 降低到  $\Delta E_{\text{free}} = 1.483$  keV. 比较结果如图 6 所示, 只有在高温条件下, 自由电子能损贡献出现明显差异. 然而在我们的实验条件下  $T_e \sim 1$  eV, 束缚电子与自由电子的库仑对数因子保持不变, 该温度区间对能损数值的影响可以忽略.

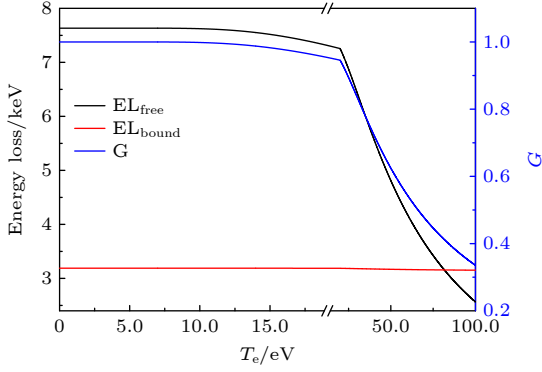


图 6 100 keV 质子束与等离子体 ( $n_{fe} = 2.41 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ,  $n_{be} = 5.27 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ) 作用后的能损随电子温度的变化以及  $G$  函数随温度的变化

Fig. 6. Evolution of energy loss of 100 keV H ion in the plasma ( $n_{fe} = 2.41 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ,  $n_{be} = 5.27 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ) and  $G$  function with temperature.

### 3 实验结果及讨论

离子与部分电离等离子体相互作用后的能损分别来源于与自由电子和与束缚电子两部分的贡献<sup>[11]</sup>:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z_{\text{eff}}^2 e^4}{4\pi\epsilon_0 m_e v_p^2} \left[ n_{be} \ln \left( \frac{2m_e v_p^2}{\bar{I}} \right) + G \left( \frac{v_p}{v_{th}} \right) n_{fe} \ln \left( \frac{2m_e v_p^2}{\hbar\omega_p} \right) \right], \quad (4)$$

式中,  $Z_{\text{eff}}$  为离子束的有效电荷,  $e$  和  $m_e$  是电子电荷与电子质量,  $n_{fe}$  与  $n_{be}$  分别表示等离子体的自由电子密度与束缚电子密度,  $v_p$  与  $v_{th}$  分别表示炮弹离子的入射速度与等离子体中电子的热运动速度, 在气体靶中, 氢以分子的形式存在, 平均激发能为  $\bar{I} = 18.5$  eV, 在部分电离等离子体靶中, 未电离的氢以原子形式存在, 平均激发能  $\bar{I} = 15$  eV;  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_{fe} e^2 / m_e}$  是等离子体频率.

由 (4) 式可知, 在精确计算离子束能损时需要重点考虑离子有效电荷 ( $Z_{\text{eff}}$ ) 的影响, 对于本实验中质子的有效电荷, 我们已经做过充分的考虑:

1) 根据从头计算方法, 考虑该能量下离子束与等离子体相互作用过程中的电离、俘获等截面和物理过程后, 通过求解对应的速率方程, 理论计算了作用过程中的离子电荷态数值, Zhao 等<sup>[15]</sup> 计算并证实了  $\text{He}^{2+}$  离子的激发态对实验能损有一定影响; 然而对于质子束而言, Zhang 等<sup>[25]</sup> 发现激发态对于有效电荷的影响很低; 2) Lei 等<sup>[26,27]</sup> 利用常用的有效电荷经验公式 Kreussler 与 Gus'kov 等模型, 估算了 90—100 keV 能区附近的质子在等离子体中的有效电荷态, 得到了类似的结果, 即对于能量为 100 keV 的质子, 其在等离子体中的有效电荷态可认为是 1<sup>[28]</sup>. 根据上述的讨论, 在下文结果分析中, 认为质子束的有效电荷数值维持为 1.

图 7(a) 为实验中初始能量  $E = 100$  keV 的质子束穿过部分电离氢等离子体靶后的能量损失随着等离子体演化时间的变化结果. 其中质子能损  $\Delta E_{\text{exp}}$  与自由电子密度的变化趋势非常相似: 初始时刻随着电子密度的升高迅速增大, 在  $t = 3 \mu\text{s}$  时刻达到最大值 ( $\Delta E_{\text{exp}} = (10.60 \pm 0.53)$  keV), 之后缓慢下降. 在该部分电离等离子体中自由电子的能损仍然占据主要部分, 其数值约为相同密度下的束缚电子贡献的 4 倍<sup>[12]</sup>. 根据 (4) 式与实验测量的能损结果数据, 通过简单的数学运算, 即可获得其中束缚电子对能损的贡献量, 根据能损与束缚电子密度的函数关联, 进一步得到等离子体靶区内质子飞行路径上的束缚电子密度随时间的演化图像, 如图 7(b) 所示. 具体来讲: 在  $t = 0 \mu\text{s}$  时刻, 靶物质处于冷气体状态, 离子束的初始能损为  $\Delta E_{\text{exp}} = (5.53 \pm 0.28)$  keV, 对应的电子密度为  $(9.22 \pm 0.46) \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ; 在放电过程中, 如果按照常规计算方法, 即初始靶原子密度减去自由电子密度计算得到束缚电子密度 (绿线), 仅在初始阶段 (0—3  $\mu\text{s}$ ) 与能损法获得的结果具有相同的趋势, 但是随着自由电子密度的逐渐下降, 束缚电子密度则逐渐上升, 直到后期 ( $\sim 8 \mu\text{s}$ ) 恢复到初始状态数值. 这一后期的变化过程与能损法计算的束缚电子密度持续减少的趋势完全相反, 在能损法中,  $t = 8 \mu\text{s}$  时减小到  $n_{be} = (4.33 \pm 0.23) \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ; 靶区内总的电子密度 ( $n_{fe} + n_{be}$ ) 的变化趋势与束缚电子密度变化相似,  $t = 8 \mu\text{s}$  时其数值降低为  $(4.82 \pm 0.26) \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ , 只占初始总电子密度的 52.28%, 说明该放电等离子体在演化过程中, 自由电子在腔室末端损失从而造成靶区内电子密度的持续下降. McKenna 等<sup>[29,30]</sup>

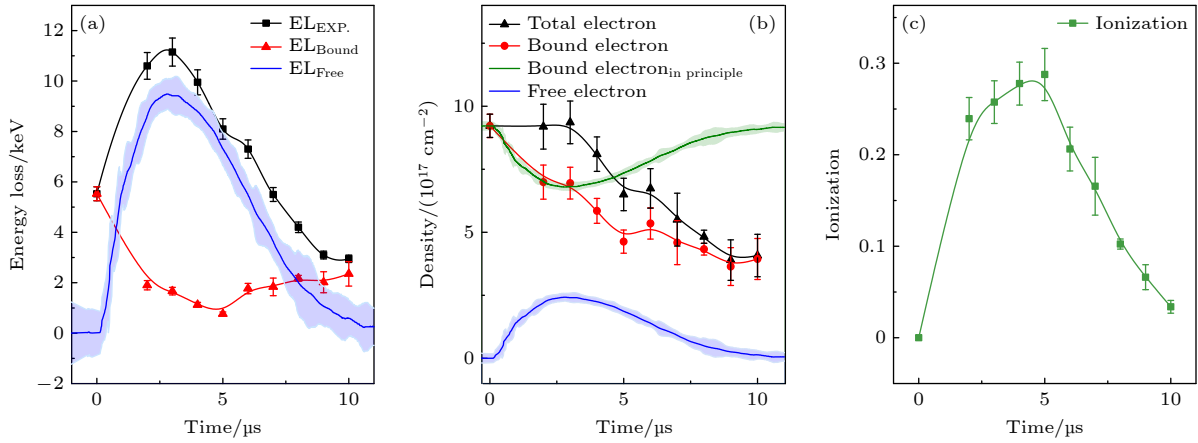


图 7 (a) 100 keV 质子束与部分电离氢等离子体靶 (1.03 mbar, 4 kV) 相互作用后的能量损失 (■为实验点, ▲与 — 分别为 Bethe 计算的束缚电子与自由电子部分能损数值); (b) 氢等离子体中的电子密度; (c) 电离度随时间的变化

Fig. 7. (a) Evolution of energy loss of 100 keV  $\text{H}^+$  ion in the plasma (1.03 mbar, 4 kV) during plasma lifetime (■ is the experimental point of energy loss of  $\text{H}^+$ , ▲与 — is the energy loss contributed by bound electron density and free electron density calculated by Bethe theory, respectively); (b) change of electron density; (c) ionization degree with time.

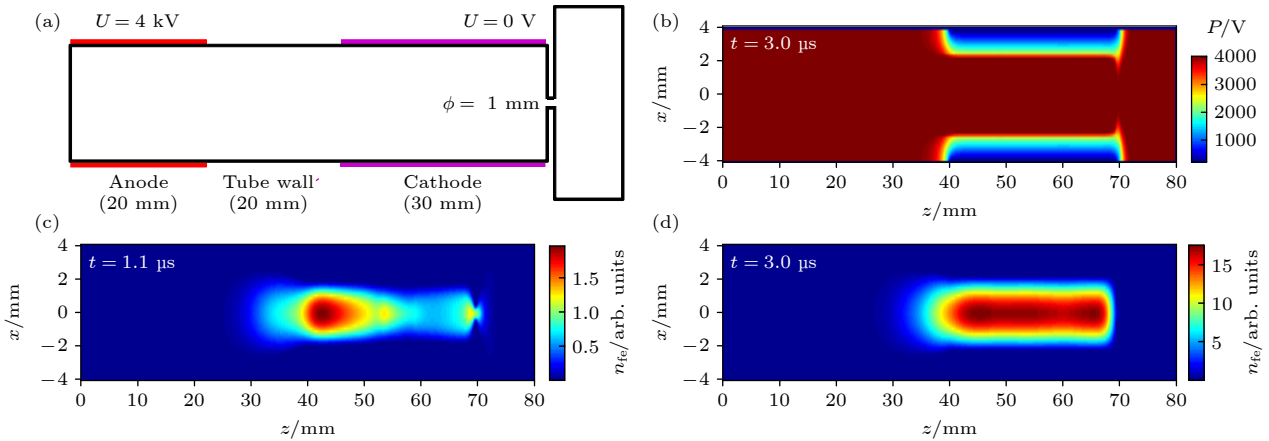


图 8 (a) 气体放电靶的二维模型中阳极 (20 mm) 和阴极区域 (30 mm) 区域; (b)  $t = 3 \mu\text{s}$  时放电过程中电势分布; (c), (d) 等离子体中自由电子密度分别在  $t = 1.1, 3 \mu\text{s}$  时的分布

Fig. 8. (a) Two-dimensional model with anode (20 mm), tube wall (20 mm) and cathode (30 mm) regions of cavity; (b) potential distribution during discharge at  $t = 3 \mu\text{s}$ ; (c), (d) free electron density of plasma in the  $t = 1.1, 3 \mu\text{s}$ .

在实验测量角箍缩等离子体中的轴向粒子密度分布时也发现了类似的实验现象, 即等离子体内部的粒子数密度随着等离子体的产生而快速下降. Schneider<sup>[31]</sup> 建立了二维磁流体动力学程序对该现象进行模拟, 发现该末端损失现象是动能运输、压力运输 (对流) 和热扩散 (热传导) 这三种损耗机制的共同作用结果, 即在质量平衡精度小于 1%, 能量平衡精度为 3%—5% 时, 角箍缩放电过程中的前 4  $\mu\text{s}$  内, 质量损失量约为 40%. 因此, 相比以往的认识和处理方法, 利用该质子能损法获得的等离子体束缚电子密度演化过程更具有实际应用价值.

利用 COMSOL 多物理场二维仿真软件对本实验所用的放电等离子体装置进行了粒子分布的

计算模拟, 并以等离子体腔室的一半作为具体研究对象. 如图 8(a) 所示, 在该等离子体腔室中的一个石英管区域, 高压放电电极位于中心处, 阴极接地端位于石英管右侧, 石英管出口端 (右侧区域) 和等离子体腔通过的限束光阑 ( $\phi = 1 \text{ mm}$ ) 与外部真空管道联通. 图 8(b) 结果显示了放电后  $t = 3 \mu\text{s}$  时刻的电势空间分布, 电场在轴心以及阳极处分布均匀, 然而在阴极附近出现明显的梯度. 图 8(c), (d) 分别显示了不同时刻腔体内自由电子密度分布, 可以看到放电初期产生的自由电子主要分布在靠近阳极一侧, 随着等离子体的演化, 密度分布逐渐向阴极扩散并最终形成一个均匀分布. 电子和离子的碰撞弛豫将在百 ns 时间内实现平衡, 对于

$\mu\text{s}$  量级的等离子体寿命, 离子分布与自由电子的分布情况可认为相同. 从图 8 还发现, 自由电子在阴极轴心处的密度高于边缘端口处的密度, 这将导致阴极与边缘出口端存在较大的压力梯度 ( $P = n_i k T_i + n_e k T_e$ ,  $n_i$  和  $T_i$  分别为等离子体中离子密度与离子温度), 在该压力梯度驱动下, 必然存在自由电子由腔体向端口处流动, 甚至造成电子流穿过限束光阑向外喷射, 最终引起腔室内自由电子密度的下降; 相对而言, 该等离子体内未被离化的氢原子的移动速度很低, 因此通过该小孔外溢的氢原子数量极其有限. 在整个放电周期内, 该等离子体装置可以维持一个较高的离化能力并保持一个相对稳定的离化度<sup>[17]</sup>, 因此随着自由电子的外溢, 原有未被离化的束缚电子将被持续电离, 形成新的自由电子, 并最终造成腔室内束缚电子密度数量的持续下降. 理论模拟结果与我们在实验中利用质子束能损诊断出的束缚电子密度在放电过程中持续下降的结果是一致的. 基于上述分析, Z-pinch 型氢放电装置在等离子体寿命时间内, 不仅自由电子密度急剧升高后下降, 而且束缚电子密度实际上会持续下降, 靶室内总的原子密度也会发生变化, 这一结果为研究离子束与等离子体相互作用过程可以提供更加清晰的靶参数信息图像.

## 4 结 论

基于中国科学院近代物理研究所的低能离子束与等离子体相互作用平台, 实验高精度测量了 100 keV 的质子束在部分电离氢等离子体中的能量损失, 结合理论模型与等离子体状态参数诊断结果 ( $T_e = 0.68 \text{ eV}$ ;  $n_{e0} = 2.41 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ), 取得了等离子体中束缚电子密度的数值, 发现束缚电子密度随着等离子体的演化而逐渐下降这一现象. 利用 COMSOL 程序对等离子体演化过程开展了模拟, 发现在等离子体腔室的端口处, 热电子将在压力梯度的作用下剧烈向外喷射, 在放电持续的过程中, 束缚电子被不断电离为新的自由电子, 最终造成腔室内束缚电子密度下降的结果. 这一研究发现为我们进一步深入研究离子束与等离子体相互作用过程提供了更准确的靶状态参数信息.

感谢中国科学院近代物理研究所 320 kV 高电荷态离子综合实验平台李锦钰、张桐民、康龙、刘会平、李军、王富河等老师等提供的优质束流.

## 参考文献

- [1] Peacock N J, Robinson D C, Forrest M J, Wilcock P D, Sannikov V V 1969 *Nature* **224** 488
- [2] Sun D X, Su M G, Dong C Z 2013 *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **61** 30802
- [3] David C, Avizonis P, Weichel H, Pyatt K 1996 *IEEE J. Quant. Elect.* **2** 493
- [4] Weber B, Fulghum S 1997 *Rev. Sci. Instrum.* **68** 1227
- [5] Rocca J J, Hammarsten E C, Jankowska E 2003 *Phys. Plas.* **10** 2031
- [6] José L B, Igor A, Manuel C, Turlough D, Robert F P, Holly G, Maxim K, Elena K, Ildar F S, Roberto S, Enrique V S, Teimuraz Z 2018 *Space. Sci. Rev.* **214** 58
- [7] Cao S Q, Su M G, Sun D X, Min Q, Dong C Z 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 045201
- [8] Tan W Q, Liu Y Y, Li X Y, Yuan P, Zhao H, Li Z C, Zheng J 2021 *J. Appl. Phys.* **129** 043302
- [9] Zhang S, Chen C, Lan T, Ding W X, Zhuang G, Mao W Z, Lan S J, Wu J, Xu H Q, Deng T J, Zhu J F, Wu J R, Zu Y M, Kong D F, Zhang S B, Yao Y, Wei Z A, Liu Z X, Zhou H Y, Wang H, Wen X H, Liu A, Xie J L, Li H, Xiao C J, Liu W D 2020 *Rev. Sci. Instrum.* **91** 063501
- [10] Xu G, Barriga-Carrasco M D, Blazevic A, Borovkov B, Casas D, Cistakov K, Gavrilin R, Iberler M, Jacoby J, Loisch G, Morales R, Mäder R, Qin S X, Rienecker T, Rosmej O, Savin S, Schönlein A, Weyrich K, Wiechula J, Wieser J, Xiao G Q, Zhao Y T 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 204801
- [11] Bethe H 1930 *Annalen Phys. (Leipzig)* **397** 325
- [12] Cheng R, Zhou X M, Wang Y Y, Lei Y, Chen Y H, Ma X W, Xiao G Q, Zhao Y T, Ren J R, Huo D 2018 *Laser Part. Beams* **36** 98
- [13] Shi L L, Cheng R, Wang Z, Cao S Q, Yang J, Zhou Z X, Chen Y H, Wang G D, Hui D X, Jin X J, Wu X X, Lei Y, Wang Y Y, Su M G 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 133401 (in Chinese) [史路林, 程锐, 王昭, 曹世权, 杨杰, 周泽贤, 陈燕红, 王国东, 惠得轩, 金雪剑, 吴晓霞, 雷瑜, 王瑜玉, 苏茂根 2023 *物理学报* **72** 133401]
- [14] Wang G D, Cheng R, Wang Z, Zhou Z X, Luo X H, Shi L L, Chen Y H, Lei Y, Wang Y Y, Yang J 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 043401 (in Chinese) [王国东, 程锐, 王昭, 周泽贤, 骆夏辉, 史路林, 陈燕红, 雷瑜, 王瑜玉, 杨杰 2023 *物理学报* **72** 043401]
- [15] Zhao Y T, Zhang Y N, Cheng R, He B, Liu C L, Zhou X M, Lei Y, Wang Y Y, Ren J R, Wang X, Chen Y H, Xiao G Q, Savin S M, Gavrilin R, Golubev A A, Hoffmann H H 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 115001
- [16] Luo X H, Cheng R, Wang G D, Zhou Z X, Wang Z, Yang J 2022 *Nucl. Phys. Rev.* **39** 490 (in Chinese) [骆夏辉, 程锐, 王国东, 周泽贤, 王昭, 杨杰 2022 *原子核物理评论* **39** 490]
- [17] Kuznetsov A P, Byalkovskii O A, Gavrilin R O, Golubev A A, Gubskii K L, Rudskoi I V, Savin S M, Turtikov V I, Khudomyasov A V 2013 *Plasma Phys. Rep.* **39** 248
- [18] Cheng R, Zhao Y T, Zhou X M, Li Y F, Wang Y Y, Lei Y, Sun Y B, Wang X, Yu Y, Ren J R, Liu S D, Xiao G Q, Hoffmann D H H 2013 *Phys. Scr.* **T156** 014074
- [19] Kuznetsov A P, Golubev A A, Kozin G I, Mutin T Y, Savelov A S, Fertman A D 2006 *Instrum. Exp. Tech.* **49** 247
- [20] Zhang H C, Lu J, Shen Z H, Ni X W 2009 *Opt. Commun.* **282** 1720
- [21] Hanif M, Salik M 2014 *J. Russ. Laser Res.* **35** 230
- [22] Griem H R 1997 *Principles of Plasma Spectroscopy* (Cambridge: Cambridge University Press) p281
- [23] NIST Atomic Spectra Database, Kramida A, Ralchenko Y, Reader J, NIST ASD Team <https://physics.nist.gov/asd> [2023-8-17]
- [24] Chandrasekhar S 1943 *Rev. Mod. Phys.* **15** 1

- [25] Zhang Y N, Liu C L, Cheng R, Zhao Y T, He B 2020 *Phys. Plas.* **27** 093107 e15
- [26] Kreussler S, Varelas C, Brandt W 1981 *Phys. Rev. B* **23** 82
- [27] Gus'kov S Y, Zmitrenko N V, Il'in D V, Levkovskii A A, Rozanov V B, Sherman V E 2009 *Laser Plas.* **35** 771
- [28] Lei Y, Cheng R, Zhao Y T, Zhou X M, Wang Y Y, Chen Y H, Wang Z, Yang J, Ma X W 2021 *Laser Part. Beams* **2021**
- [29] McKenna K F, York T M 1977 *Phys. Fluids* **20** 1556
- [30] Commisso R J, Bartsch R R, Ekdahl C A, Freese K B, McKenna K F, Guthrie Miller, Siemon R E 1981 *Phys. Fluids* **24** 1919
- [31] Schneider W 1972 *Zeitschrift Phys.* **252** 147

## Diagnosis of bound electron density by measuring energy loss of proton beam in partially ionized plasma target\*

Chen Yan-Hong<sup>1)</sup> Wang Zhao<sup>1)2)</sup> Zhou Ze-Xian<sup>1)3)</sup> Tao Ke-Wei<sup>1)</sup>  
 Jin Xue-Jian<sup>1)2)</sup> Shi Lu-Lin<sup>1)3)</sup> Wang Guo-Dong<sup>1)2)</sup> Yu Pei<sup>4)</sup>  
 Lei Yu<sup>1)4)</sup> Wu Xiao-Xia<sup>1)</sup> Cheng Rui<sup>1)2)4)†</sup> Yang Jie<sup>1)2)4)</sup>

1) (*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*Faculty of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China*)

4) (*Advanced Energy Science and Technology Guangdong Laboratory, Huizhou 516000, China*)

( Received 31 October 2023; revised manuscript received 27 December 2023 )

### Abstract

Partially ionized plasma contains the bound electrons, which have an effect on the instability of the plasma. The evolution process of bound electron density cannot be obtained by using the existing optical method used for diagnosing the free electron density. In this work, we carry out a high-precision experiment: the energy loss of a 100 keV proton beam penetrating through the partially ionized hydrogen plasma target is measured on the platform of ion beam-plasma interaction at the Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences. The bound electron density is obtained according to the energy loss model of Bethe theory. The free electron density is measured by laser interferometry and the electron temperature is obtained from the measured spectrum ( $T_e = 0.68$  eV;  $n_{fe} = 2.41 \times 10^{17}$  cm<sup>-2</sup>). It is found that the bound electron density decreases during plasma lifetime. The diagnosis of bound electron density by measuring energy loss of ion beam has the advantages of on-line, in-situ and high resolution, thus providing a new way to solve the problem about measuring the bound electron density in partially ionized plasma. A COMSOL simulation reveals that the high-temperature free electrons will be ejected quickly out of the plasma area through a mechanical diaphragm, thus reducing the total number of free electrons. In order to maintain a relatively high degree of ionization in this plasma, in principle, more and more bound electrons are ionized into free electrons, the density of bound electrons decreases correspondingly. The simulation result accords well with our experimental data. Based on this finding, more detailed plasma target parameter is obtained, which is helpful in deepening the understanding of the interaction process between ion beam and plasma. In future, more researches of low low-energy highly-charged ions-plasma interaction will be conducted.

**Keywords:** bound electron density, energy loss of proton beam, free electron density, ionization degree.

**PACS:** 34.50.Bw, 52.25.Jm, 52.80.-s

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231736

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2022YFA1602500) and the International Cooperation and Exchange of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12120101005).

† Corresponding author. E-mail: [chengrui@impcas.ac.cn](mailto:chengrui@impcas.ac.cn)



## 利用质子能损诊断部分电离等离子体靶中的束缚电子密度

陈燕红 王昭 周泽贤 陶科伟 金雪剑 史路林 王国东 喻佩 雷瑜 吴晓霞 程锐 杨杰

## Diagnosis of bound electron density by measuring energy loss of proton beam in partially ionized plasma target

Chen Yan-Hong Wang Zhao Zhou Ze-Xian Tao Ke-Wei Jin Xue-Jian Shi Lu-Lin Wang Guo-Dong  
Yu Pei Lei Yu Wu Xiao-Xia Cheng Rui Yang Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 073401 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231736

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231736>

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

#### 利用质子能损检测气体靶区有效靶原子密度的实验研究

Experimental investigation on diagnosing effective atomic density in gas-type target by using proton energy loss

物理学报. 2018, 67(4): 044101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172028>

#### 等离子体风洞中释放二氧化碳降低电子密度

Electron density depletion by releasing carbon dioxide in plasma wind tunnel

物理学报. 2022, 71(14): 145202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212353>

#### 微波瑞利散射法测定空气电火花激波等离子体射流的时变电子密度

Measurement of time-varying electron density of air spark shock wave plasma jet by the method of microwave Rayleigh scattering

物理学报. 2020, 69(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191909>

#### 质子照相中基于能量损失的密度重建

Density reconstruction based on energy loss in proton radiography

物理学报. 2018, 67(20): 206101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181039>

#### 高超声速模型尾迹电子密度二维分布反演方法

Inversion method of two-dimensional distribution of electron density in hypersonic model wake

物理学报. 2022, 71(11): 115202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212345>

#### 闪电M分量光谱特征及通道温度和电子密度特性

Spectral features, temperature and electron density properties of lightning M-component

物理学报. 2021, 70(9): 099202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201875>