

极化效应对 Bohr 速度能区 O^{5+} 离子在低密度氢等离子体中的能损影响*

王国东¹⁾²⁾ 程锐^{1)2)3)†} 王昭¹⁾²⁾ 周泽贤¹⁾ 骆夏辉¹⁾²⁾ 史路林¹⁾
陈燕红¹⁾ 雷瑜¹⁾ 王瑜玉¹⁾²⁾³⁾ 杨杰¹⁾²⁾³⁾

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) (先进能源科学与技术广东省实验室, 惠州 516000)

(2022 年 9 月 27 日收到; 2022 年 10 月 29 日收到修改稿)

基于 HIRFL 加速器装置的低能束实验平台, 实验测量了 1.07 MeV (~66.9 keV/u) 高电荷态 O^{5+} 离子穿过中性氢气和部分电离的低密度氢等离子体靶后的能量损失, 观测到等离子体中离子能损减小的新实验现象. 分别考虑部分电离等离子体对炮弹离子的电荷屏蔽效应以及靶区原子的极化效应 (Barkas 修正), 重新计算了离子能损, 讨论了离子能损减小的可能物理机制. 研究结果表明: 在部分电离的低密度等离子体中, 靶区的原子极化效应将显著影响 Bohr 速度能区离子的能量损失过程.

关键词: 高电荷态离子, Bohr 速度能区, 低密度氢等离子体, 离子能损, 极化效应

PACS: 34.50.Bw

DOI: 10.7498/aps.72.20221875

1 引言

载能离子束与物质相互作用的机制, 是原子物理、等离子体物理、高能量密度物理等领域的核心研究内容之一^[1-3]. Bohr 速度能区的高电荷态离子与等离子体相互作用, 能量沉积与电荷交换过程复杂, 对于检验和发展碰撞理论、丰富相关电荷交换截面数据具有重要的意义^[4]. HIAF (high intensity heavy-ion accelerator facility) 装置未来开展的强流重离子束驱动的高能量密度物理研究, 及强激光驱动的惯性约束聚变中 DT 靶丸 α 粒子支持加热与传播燃烧等过程, 均需要准确的重离子束在等离子体中能损物理图像, 相关研究在上述应用领域具有重要的价值.

Bohr 速度能区是指炮弹离子运动速度与 Bohr 速度 ($v_0 \approx 2.19 \times 10^6$ m/s) 接近的离子能区 (~25 keV/u). 该能区炮弹离子的速度与靶原子外壳层电子的运动速度接近, 在两者碰撞过程中炮弹离子的电离截面与俘获截面相当, 炮弹离子电离、激发与对应的逆过程 (俘获、退激发) 处于竞争关系, 并同时发挥重要作用, 因此相互作用过程异常复杂^[5]. 当靶物质从冷物质变为等离子体状态后, 靶物质内部的束缚电子数目减少而自由电子数目相应增多, 导致炮弹离子俘获束缚电子的概率将急剧减小, 而与自由电子复合的概率将大幅增大^[6]. 另外, 部分电离等离子体容易受到外部电磁场的扰动而快速响应, 其中的自由电子的集体运动将会造成炮弹离子的有效电荷发生变化; 靶原子的束缚电子能级布居也可能发生变化, 并最终影响到炮弹离

* 国家自然科学基金 (批准号: U1532263, 11505248, 11375034, 11875096) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chengrui@impcas.ac.cn

子与靶物质的作用过程.

根据传统的两体碰撞理论, 高电荷态离子在部分电离等离子体中的阻止本领可表述为^[7]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z_p^2 e^4}{4\pi\epsilon_0 m_e v_p^2} (n_{be} L_{be} + n_{pe} L_{pe}), \quad (1)$$

其中 Z_p 是炮弹离子电荷, v_p 是炮弹离子速度, n_{be} 和 n_{pe} 分别为束缚电子和自由电子密度, L_{be} 和 L_{pe} 为对应的 Coulomb 对数.

通常而言, 炮弹离子在全电离等离子体中的能损形式主要为驱动等离子体电子振荡, 由于其作用范围更大, 因此往往具有比在中性物质中更大的能损数值^[8]. 对部分电离的等离子体而言, 在分别考虑束缚电子和自由电子对离子能损贡献的时候, 还需要考虑等离子体环境对能损过程的影响.

1) 对炮弹离子电荷的屏蔽效应. 炮弹离子进入靶区后会驱动等离子体中的自由电子和离子, 使炮弹离子的 Coulomb 场被周围的等离子体电荷屏蔽, 这被称为等离子体屏蔽效应. 该效应会使得炮弹离子传递能量的有效范围变小, 导致离子在等离子体中的相关作用发生变化. 例如: Redmer^[9] 在离子-原子相互作用势中引入了等离子体屏蔽效应, 计算得到部分电离氢等离子体中的输运性质; Peter 等^[10] 考虑在等离子体屏蔽效应下的自由电子响应, 计算重现了重离子在稠密等离子体中的非线性能损结果.

2) Barkas 效应, 又被称为极化效应和 Z_p^3 效应, 是指靶原子中的电子与核同时受到炮弹离子电场的扰动, 电子云与原子核发生相对位移而产生极化, 即在离子-原子相互作用过程中引入了额外的势能项, 此时炮弹离子能量沉积也将发生变化^[11]. 该效应是最早由 Barkas 等^[12] 提出, 并用于解释

π^+ 和 π^- 粒子通过乳液时的能损差异现象. 在接近一阶 Born 近似条件下, 离子能损与其电荷的平方 (Z_p^2) 成正比; 当体系偏离一阶 Born 近似时, 需要引入高阶项 (Z_p^3) 对能损进行修正^[13]. 在部分电离等离子体中, 电子与中性原子/分子的碰撞会导致原子/分子的激发以及分子的解离, 从而改变靶物质中束缚电子的能级结构. Bohr 速度能区高电荷态离子与部分电离等离子体相互作用, 偏离一阶 Born 近似范围, 而且靶物质中束缚电子的能级结构发生明显改变, 此时 Barkas 效应被认为将在离子能损中发挥重要作用^[14–16].

目前, Bohr 速度能区高电荷态离子与部分电离等离子体相互作用的研究较少, 尤其是缺乏针对等离子体屏蔽效应与原子极化效应对离子输运过程的影响的理论和实验研究. 因此, 迫切需要开展针对性的研究工作.

本文基于中国科学院近代物理研究所的 320 kV 综合实验平台, 实验精确测量初始能量为 1.07 MeV 的 O^{5+} 离子穿过中性氢气体靶与部分电离氢等离子体靶后的离子能量损失; 并利用修正的 Bohr 能损理论对离子能损进行重新计算. 通过实验与理论对比, 分别讨论等离子体屏蔽效应与靶区原子的极化效应对离子能损影响.

2 实验装置及测量方法

本实验基于中国科学院近代物理研究所的 320 kV 高电荷离子综合实验平台以及离子束与等离子体相互作用实验终端开展, 实验装置如图 1 所示.

高电荷态 O^{5+} 离子由一台全永磁的电子回旋共振离子源 (electron cyclotron resonance, ECR)

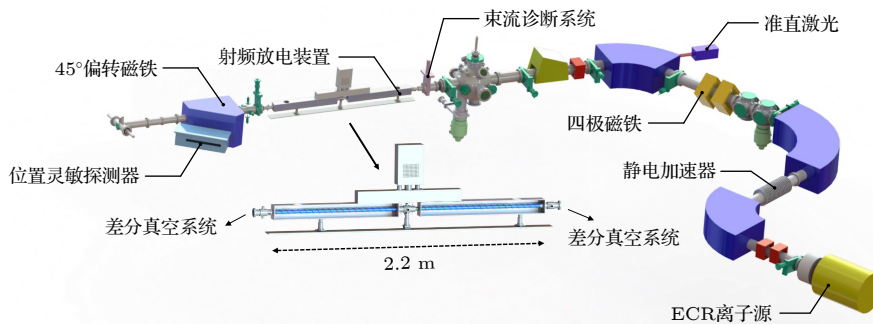


图 1 中科院近物所的离子束与等离子体相互作用实验装置示意图

Fig. 1. Schematic drawing of the ion-plasma interaction setups at IMPCAS.

产生,通过引出系统后被静电加速器加速到 1.07 MeV 能量,之后通过束线上的二极偏转磁铁和四极聚焦透镜等多级束流光学装置,输运到等离子体靶区.为实现离子束传输线与等离子体靶的无窗接驳,等离子体靶装置配备有真空差分系统.实验中,等离子体靶区的气压被控制在 30—110 Pa 范围,离子束线的真空度始终维持在 2×10^{-5} Pa 水平.

实验中,使用一台射频放电等离子体装置产生所需的电离氢等离子体靶.靶区以射频电源为对称中心,左右分别安装有两根石英玻璃管,长度分别为 900 mm,内径为 30 mm,总长度为 2.2 m.一台 13.56 MHz 的射频功率源通过电感耦合的方式将能量馈入到氢气体靶区产生氢等离子体.实验前,已通过 Langmuir 探针诊断了射频等离子体的状态参数随初始气压和放电功率的变化:等离子体电离率小于 0.01%,电子温度超过 3 eV、电子密度 10^{10} — 10^{12} cm^{-3} .

图 2 展示了 Langmuir 探针测量等离子体密度和温度随气压和馈入功率的变化.电子密度在不同初始气压条件下的差异较小,与馈入功率呈线性变化关系;电子温度随着气压和馈入功率的增加明

显升高,气压处于 10—15 Pa 的情况下,电子温度维持在 3—5 eV 之间;气压超过 20 Pa 的时候,电子温度从 5 eV 升至 7 eV,并在馈入功率超过 300 W 以后保持稳定.考虑等离子体电子密度与初始气压的关系,可以发现该射频等离子体的电离率低于 0.01%,这意味着炮弹离子与射频等离子体靶作用中,离子-束缚电子的相互作用在离子能损过程中仍占据主要地位.

实验采用了新开发的磁能谱仪对出射离子束进行分析.该磁能谱仪主要由高稳定性二极偏转磁铁、大面积位置灵敏探测器、配套真空腔室等三部分组成,能量分辨率 ($\Delta E/E$) 可达 0.8%,并能够同时测量出射的离子的能量与电荷态分布信息,极大地提升了测量效率并降低了系统误差.

3 实验结果与讨论

3.1 实验结果

实验测量了不同气压 (30—110 Pa) 和不同馈入功率 (0—1000 W) 条件下,出射 O^{n+} ($n = 1-5$) 离子的能损.所有出射离子展现出非常相似的能损结果,因此在这里以 O^{1+} 离子为例进行讨论.典型的实验结果如图 3(a) 所示,黄色亮斑表示 O^{1+} 离子在磁能谱仪的探测器上的位置图像,由于探测器的 MCP 拼接存在缝隙,导致部分位置的信号缺失.通过预先的标定结果,离子的位置信息变换为对应的离子能谱,如图 3(b) 黑色实线所示,红色实线代表通过高斯拟合得到的离子能量分布.可以看到:气压为 80 Pa 时,在 0 W (中性氢气体靶) 的情况下,出射的 O^{1+} 离子能量为 871 ± 29.3 keV;随着馈入功率 (等离子体靶) 不断升高到 1000 W 时,出射的 O^{1+} 离子能量变为 887 ± 29.4 keV,对应的在等离子体中离子能损降低了 16 keV.在炮弹离子通过靶区时,离子能散与束斑的尺寸都将增大,从而导致实验误差的增大,本文将探测器区的束斑的半高宽作为离子能量的实验误差,该误差小于 5%.

以离子在中性气体靶 (0 W) 中的能损值为归一条件,取得了不同初始气压条件下离子能损随着馈入功率的相对变化,如图 4 所示.可以发现:在实验中的不同气压条件下,离子能损都随着馈入功率的升高而逐渐降低;在馈入功率达到 1000 W 时,离子能损下降最大,相对比例达到 8%—12%.

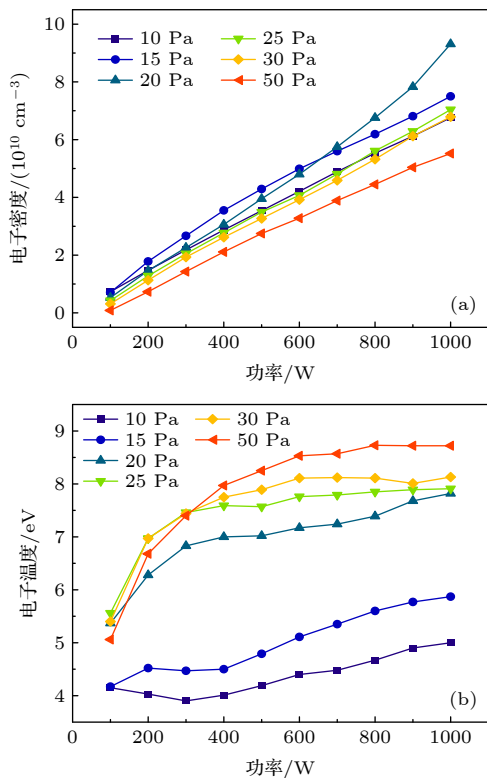


图 2 射频等离子体的 (a) 电子密度和 (b) 电子温度随馈入功率的变化

Fig. 2. The change of (a) electron density and (b) electron temperature with input power in RF plasma.

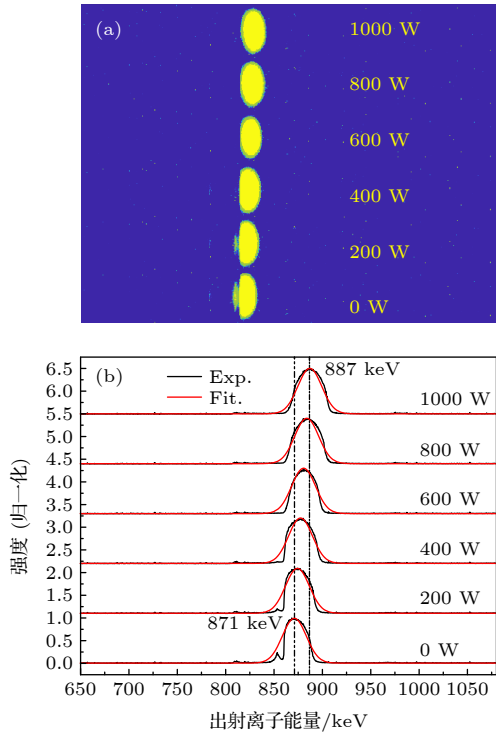


图3 80 Pa 气压下, 实验测量到出射 O^{1+} 离子位置随着馈入功率的增加而变化, 原始实验结果 (a) 经过转化后得到出射 O^{1+} 离子能谱 (b)

Fig. 3. At 80 Pa pressure, the position of the outgoing O^{1+} ion was measured to change with the increase of the input power, the original experimental results (a) were converted to obtain the outgoing O^{1+} ion energy spectrum (b).

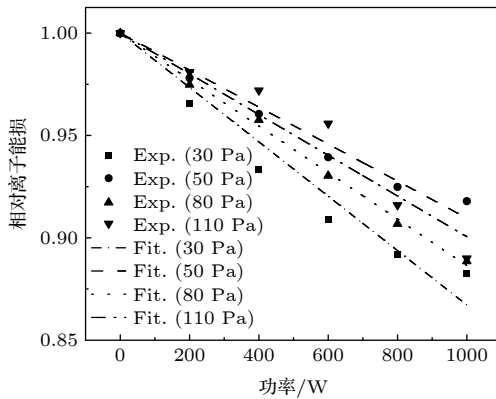


图4 不同气压条件下, 离子能损随馈入功率的相对变化, 其中以离子在中性气体靶 (馈入功率 0 W) 中的能损为归一化条件
Fig. 4. Under different pressure, the relative change of ion energy loss with the input power, in which the ion energy loss in the neutral gas target (input power=0 W) is the normalization condition.

在既有的研究工作中, 实验和理论都证实了等离子体中的离子能损增强机制, 即等离子体中的自由电子对离子能损的贡献明显强于束缚电子^[7]. 然而, 本次实验却出现了离子能损随等离子体密度升

高而减小的“异常”现象, 因此需要充分考虑实验使用的射频等离子体靶的特殊性. 上面提到, 通过诊断发现该射频等离子体靶区的电离率低于 0.01%, 因此自由电子密度远低于束缚电子, 可认为离子与束缚电子的相互作用仍然是离子能损的主要原因. 但同时, 等离子体环境对离子与束缚电子相互作用过程将产生额外的作用项, 并可能造成能损下降. 新的作用项主要包括两点: 1) 自由电子对炮弹离子的屏蔽效应; 2) 离子-原子极化作用, 即 Barkas 修正. 下文将针对这两个机制分别展开讨论.

3.2 等离子体屏蔽效应

根据上述的等离子体诊断结果, 得到了电子密度和温度变化趋势, 可以计算得到实验中射频放电等离子体的频率 f_p 和德拜长度 λ_D , 分别为

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} + \frac{n_i e^2}{\epsilon_0 m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 0.9 \times 10^9 - 2.8 \times 10^9 \text{ s}^{-1}, \quad (2)$$

$$\lambda_D = \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 k T_e} + \frac{n_i e^2}{\epsilon_0 k T_i} \right)^{-\frac{1}{2}} \approx 0.4 \times 10^{-5} - 1.2 \times 10^{-5} \text{ m}. \quad (3)$$

炮弹离子进入等离子体中产生局部电磁扰动, 自由电子在 $1/f_p$ 的时间尺度内迅速响应, 响应范围为 Debye 长度. 在炮弹离子与束缚电子碰撞过程中, 可以用 Debye 势对屏蔽后的炮弹离子作用势进行描述^[17]:

$$\phi_{\text{Debye}} = \frac{Z_p e}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (4)$$

其中, Z_p 是炮弹离子电荷态, r 为束缚电子与炮弹离子之间的间距. Bohr 经典能损理论^[1] 给出 Coulomb 势条件下离子-原子碰撞的动量传递为

$$\Delta P_{\text{Coulomb}}(b) = \frac{Z_p e^2}{2\pi\epsilon_0 v_p b}, \quad (5)$$

其中 b 代表碰撞参数, 取值范围为 $10^{-11} - 10^{-9} \text{ m}$ ^[18]. 将 Debye 势替换原有的 Coulomb 势就可以得到等离子体环境中离子的动量传递为

$$\Delta P_{\text{Debye}}(b) = \frac{Z_p e^2}{2\pi\epsilon_0 v_p} \left[\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{\lambda_D} \right) \exp\left(-\frac{b}{\lambda_D}\right) + \frac{b}{2\lambda_D^2} \text{Ei}\left(-\frac{b}{\lambda_D}\right) \right]. \quad (6)$$

对于稠密等离子体来说, λ_D 与 b 参数的大小相当, 等离子体屏蔽效应会严重影响离子能损; 而在低密度等离子体中, $b \ll \lambda_D$, 等离子体屏蔽效应对离子能损的影响非常有限. 碰撞参数 $b = 2r_0$ (Bohr 半

径, $r_0 = 5.291 \times 10^{-11} \text{m}$) 的情况下, ΔP_{Debye} 与 $\Delta P_{\text{Coulomb}}$ 比值随着 λ_D 参数的变化 (见图 5): 随着 Debye 长度的减小该比值迅速降低, 意味着等离子屏蔽效应增强; 随着 Debye 长度的增大该比值趋近于 1, 说明低密度等离子体中等离子屏蔽效应对离子能损的影响并不显著.

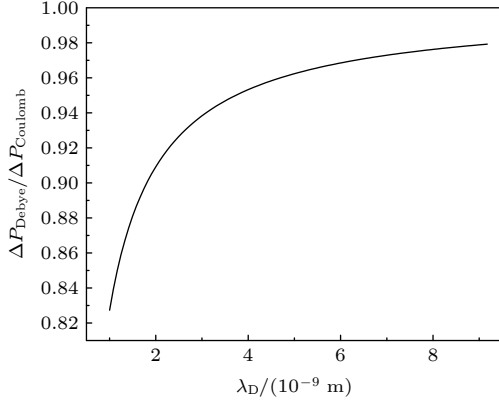


图 5 碰撞参数 $b = 2r_0$ 时 $\Delta P_{\text{Debye}}/\Delta P_{\text{Coulomb}}$ 随着 Debye 长度的变化趋势

Fig. 5. $\Delta P_{\text{Debye}}/\Delta P_{\text{Coulomb}}$ as a function of Debye length at the collision parameter $b = 2r_0$.

实验中使用的射频放电等离子体, $\lambda_D \approx 10^{-5} \text{m}$, 相应的 $\Delta P_{\text{Debye}}/\Delta P_{\text{Coulomb}} \approx 1$, 因此在本工作中的等离子体的屏蔽效应对离子-束缚电子碰撞能损作用非常有限, 可以忽略该效应的影响.

3.3 离子-原子极化效应

当入射离子参数达到一定条件的时候, 例如 $Z_p/(v_p/v_0) > 1$, 经典离子能损理论中的一阶 Born 近似条件 ($Z_p/(v_p/v_0) \ll 1$) 失效. 此时, 需要引入离子-原子极化效应修正项——Barkas 修正项, 对离子能损理论进行补充 [16,19].

这里, 本文引用了 Makarov 等 [20] 的 Barkas 修正表达式:

$$L(Z_p) = \frac{1}{2(1-2\lambda)^2} \left[2\lambda - 1 + (\lambda - 1)^2 \ln \left(\frac{\lambda - 1}{\lambda} \right)^2 \right], \quad (7a)$$

$$\Delta L_{\text{Barkas}} = \left[\frac{L(Z_p) - L(-Z_p)}{2} \right] \times \frac{1 + \frac{\eta\lambda}{1 + 6\lambda^2} e^{-\eta}}{1 + \left(\frac{\lambda}{0.4\eta(1 + 1.5\eta)} \right)^{4.5} e^{-0.5\lambda^2\eta^2}}, \quad (7b)$$

$\alpha = \frac{e^{\frac{3}{2}-\gamma}}{1.062} = 2.369$ 是描述碰撞作用范围的参数,

其中 $\gamma = 0.5772$ 是 Euler 常数, $\lambda = Z_p/[(v_p/v_0)^2\alpha]$ 和 $\eta = Z_p/(v_p/v_0)$ 是两个无量纲参数, $L(Z_p)$ 是电荷数为 Z_p 的离子的 Coulomb 对数, ΔL_{Barkas} 是 Barkas 修正项. 在将 Makarov 的 Barkas 修正项与 Bohr 经典能损公式进行结合时, 注意到两者的 Coulomb 对数表达形式是不同的, 因此特别引入了一个修正系数 $L_{\text{Bohr}}/L_{\text{Makarov}}$, 得到考虑 Barkas 修正后离子能损的表达式为

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z_p^2 e^4}{4\pi\epsilon_0 m_e v_p^2} n_{\text{be}} L, \quad (8a)$$

$$L = L_{\text{Bohr}} + \frac{L_{\text{Bohr}}}{L_{\text{Makarov}}} \times \Delta L_{\text{Barkas}}, \quad (8b)$$

$$L_{\text{Bohr}} = \ln \left(\frac{2e^{-\gamma} m_e v_p^3}{Z_p e^2 (15 \text{eV}/\hbar)} \right), \quad (8c)$$

$$L_{\text{Makarov}} = \frac{L(Z_p) + L(-Z_p)}{2}, \quad (8d)$$

其中, Z_p 是炮弹离子的有效电荷态. 实验中, 由于等离子体靶的电离度非常低 ($< 0.01\%$), 离子-中性原子的电荷交换过程决定了炮弹离子的平衡电荷态 [21,22], 其中电离与俘获过程同时发挥作用 [23]. 以往的研究发现在近全电离氢等离子体环境下 He 离子的激发态能够导致有效电荷态以及对应的能损增大 [24]. 区别于上述工作, 由于本实验中的等离子体靶电离度极低, 所以忽略自由电子与炮弹离子的作用, 炮弹离子的激发态不会对有效电荷与能损产生明显影响, 而自由电子会使靶原子的束缚电子能级发生改变, 从而导致所谓的 Barkas 修正改变, 以及能损的异常变化, 这也是本文主要讨论的内容. 本文认为在中性气体和等离子体环境中, 炮弹离子具有相同的有效电荷态, 基于 Schiwietz 经验公式 [25], 计算出了 1.07 MeV 的 O^{5+} 离子穿过中性 H_2 气体靶的离子有效电荷态 $Z_p = 1.7 \pm 0.1$.

首先比较了 O^{5+} 离子入射中性 H_2 气体靶情况下, 考虑和不考虑 Barkas 修正时计算离子能损的差别. 图 6 展示了计算结果和实验结果的对比, 可以看到: 在不考虑 Barkas 修正时, 计算值明显低于实验值; 当加入 Barkas 修正后, 计算结果和实验结果能够很好的符合. 其中 Barkas 修正所引起的离子能损的差异接近 30%, 因此在 Bohr 速度能区的高电荷态离子与中性气体靶相互作用中, 离子-原子极化效应 (Barkas 修正) 将扮演重要的角色.

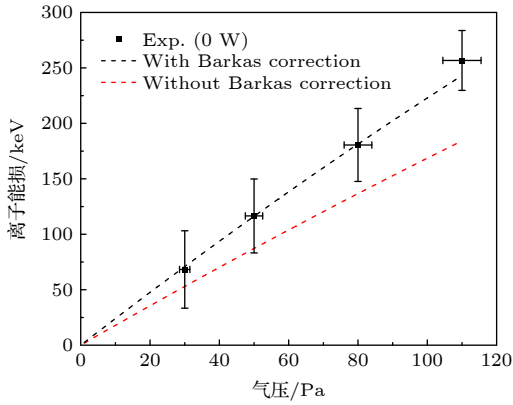


图6 中性气体靶中, 未考虑 Barkas 修正(红虚线)和考虑 Barkas 修正后(黑虚线)的离子能损计算结果与实验结果的比较

Fig. 6. In a neutral gas target, the calculation results of ion energy loss without Barkas correction (red dashed line) and with Barkas correction (black dashed line) are compared with the experimental results.

进一步, 考虑在低密度等离子体环境中的 Barkas 修正问题. 低密度等离子体中, 自由电子与原子的频繁碰撞会造成大量原子处于激发态. 基态原子与激发态原子的 Barkas 修正项具有显著的差异, 在 Makarov 和 Matveev 的工作给出了激发态原子的修正系数 $\alpha_{n,l}$ ^[20,26]:

$$\alpha_{n,l} = \frac{e^{\frac{3}{2}-\gamma}}{2Z^{n,l}\sqrt{2\beta_n}}, \quad (9)$$

其中, $Z^{n,l}$ 是处于量子态 (n, l) 的束缚电子感受到的有效核电荷, 对于氢原子来讲 $Z^{n,l} = 1$, β_n 是壳层修正系数, 取值分别为

$$\beta_{n=1} = 0.141, \quad (10a)$$

$$\beta_{n=2} = 0.00309, \quad (10b)$$

$$\beta_{n=3} = 0.000778, \quad (10c)$$

基于 (7)–(9) 式, 可以得到主量子数 n 的激发态对应的 Coulomb 对数:

$$L_{n=1} = 2.02, \quad (11a)$$

$$L_{n=2} = 1.61, \quad (11b)$$

$$L_{n=3} = 1.56. \quad (11c)$$

这意味着氢原子从基态 $n = 1$ 被激发至激发态 $n = 2$ 时, Barkas 修正减弱导致 Coulomb 对数数值从 2.02 下降到 1.61; 对于更高的激发态, 例如 $n = 3$, Barkas 修正项数值的变化逐渐变小, 从 1.61 减小到 1.56. 因此在定性的分析中, 可以假设激发态全部处于 $n = 2$ 的情况粗略估算原子的激发态对

Barkas 修正的影响.

本工作使用的射频等离子体, 其中自由电子与氢原子高频碰撞, 随着馈入功率增大, 自由电子温度从 3 eV 增至接近 9 eV, 相应的激发态原子占比也会逐步增加. 在实验中另外使用 Andor Shamrock 500 i 型号光谱仪对不同馈入功率条件下的等离子体特征光谱发射进行了诊断: 光谱仪入口狭缝 20 μm , 光栅 2400 l mm^{-1} , 有效波段 200–820 nm, 分辨率 0.04 nm. 图 7(a) 展示了 50 Pa 气压条件下测量得到的氢原子特征辐射光谱 H_α 线 ($n=3 \rightarrow n=2$, $\lambda = 656.28 \text{ nm}$) 相对强度随着馈入功率的变化. 已知自发辐射强度与上能级原子数呈正比, 因此通过测量相对光强的改变, 可以得到处于 $n = 3$ 的激发态氢原子数密度的相对变化, 如图 7(b) 所示. 在射频等离子体中, 由于电子的热速度变化较小, 电子碰撞激发截面基本维持一个常数, 因此可以认为不同的激发态原子数目具有确定的比值关系^[27]. 所

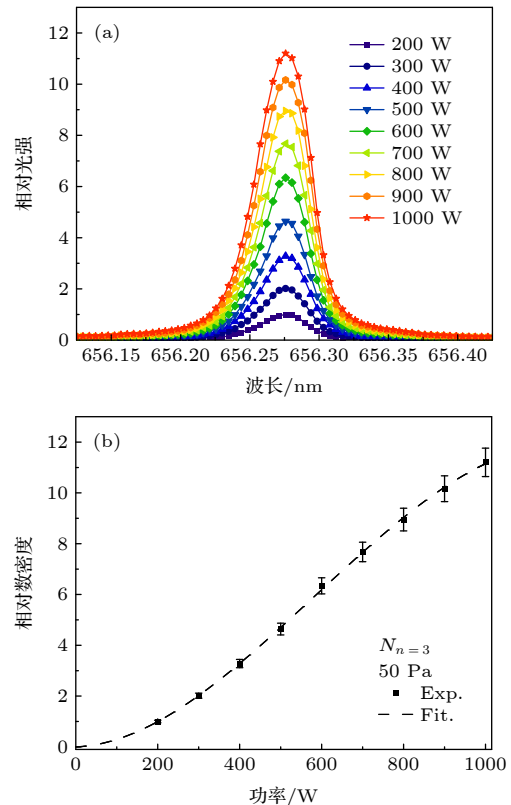


图7 不同功率下, (a) H_α 相对光强随馈入功率的变化; (b) 对应的 $n = 3$ 激发态原子相对数密度随馈入功率的升高而增大

Fig. 7. Under different power, (a) change of H_α relative light intensity with input power; (b) relative number density of excited atom $n = 3$ increases with the increase of input power.

以基于实验观测到的 $n = 3$ 的激发态原子随馈入功率的变化关系, 可以估计 $n = 2$ 激发态原子相对数密度的变化趋势.

考虑 Barkas 修正后, 激发态原子 Coulomb 对数数值相比于基态变化巨大, 例如: 从 $L_{n=1} = 2.02$ 下降到 $L_{n=2} = 1.61$. 随着馈入功率的增大, 激发态原子相对数密度增大, 基态原子数目相应减少. 为了计算的方便, 假设激发态原子占比为 A , (8) 式中的离子能损表达式可进一步写为

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z_p^2 e^4}{4\pi\epsilon_0 m_e v_p^2} n_{be} [(1-A)L^{n=1} + AL^{n>1}]. \quad (12)$$

由图 7(b) 可知, 放电过程中激发态原子的相对密度 (相对占比 A) 与馈入功率呈近线性变化的趋势. 以实验中的气压 50 Pa 和馈入功率 1000 W 条件的离子能损数据为标准, 根据 (12) 式计算获得了对应的 A 的数值. 理论计算中, 按照线性变化趋势粗略估算 A 值 (其随着气压和馈入功率变化), 计算得到新的理论能损.

图 8 展示了新的计算离子能损结果与实验结果的比较, 可以看到: 在考虑激发态原子的 Barkas 修正后, 离子能损随着馈入功率的增大而明显的下降, 当馈入功率为 1000 W 时, 离子穿过等离子体的能损相比中性气体靶的情况下降了约 10%, 计算值能够很好描述实验结果. 因此, 在考虑了靶原子

的激发以及 Barkas 修正后, 定性地解释了本研究中的 Bohr 速度能区高电荷态离子穿过部分电离低密度等离子体后的能损降低的现象.

4 结 论

基于中国科学院近代物理研究所的中低能高电荷态离子与等离子体相互作用实验平台, 实验测量了 1.07 MeV 的 O^{5+} 离子穿过中性氢气体靶和射频放电氢等离子体靶后的能量损失, 发现随着气压和馈入功率的增大, 等离子体温度和密度都逐步提高, 而离子能损却出现下降的新实验现象. 理论上, 首先考虑了等离子体自由电子对炮弹离子电荷的屏蔽效应, 但是在低电离度和低密度的等离子体条件下, 电荷屏蔽效应的影响非常有限, 不足以造成明显的离子能损下降. 之后, 考虑了离子-原子的极化效应, 引入了 Barkas 修正项, 由于射频等离子体中激发态原子的数密度随着馈入功率的升高而增大, 对应的激发态 Barkas 修正项数值迅速降低, 造成了离子能损的下降. 新计算得到的能损结果与实验结果能够很好的符合, 说明在 Bohr 速度能区的高电荷态离子与部分电离的低密度等离子体相互作用过程中, 需要重点考虑离子-原子的极化效应的问题.

感谢中国科学院近代物理研究所的 320 kV 实验平台提供的高质量离子束条件以及全体工作人员的辛勤付出.

参考文献

- [1] Bohr N 1913 *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **25** 10
- [2] Deutsch C, Maynard G, Chabot M, Gardes D, della-negra S, Bimbot R, Rivet M-F, Fleuriot C, Couillaud C, Hoffmann D, Wahl H, Weyrich K, Rosmej O N, Tahir N, Jacoby J, Ogawa M, Oguri Y, Hasegawa J, Sharkov B, Mintsev V 2010 *Plasma Phys. J.* **3** 88
- [3] Zhao Y T, Hu Z H, Cheng R, Wang Y Y, Peng H B, Golubev A, Zhang X A, Lu X, Zhang D C, Zhou X M, Wang X, Xu G, Ren J R, Li Y F, Lei Y, Sun Y B, Zhao J T, Wang T S, Wang Y N, Xiao G Q 2012 *Laser Part. Beams* **30** 679
- [4] Khuyagbaatar J, Shevelko V P, Borschevsky A, Düllmann C E, Tolstikhina I Y, Yakushev A 2013 *Phys. Rev. A* **88** 042703
- [5] Betz H-D 1972 *Rev. Mod. Phys.* **44** 465
- [6] Peter T, Arnold R, Meyer-ter-Vehn J 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 1859
- [7] Cheng R, Zhou X, Wang Y, Lei Y, Chen Y, Ma X, Xiao G, Zhao Y, Ren J, Huo D, Peng H, Savin S, Gavrilin R, Roudskoy I, Golubev A 2018 *Laser Part. Beams* **36** 98
- [8] Young F C, Mosher D, Stephanakis S J, Goldstein S A,

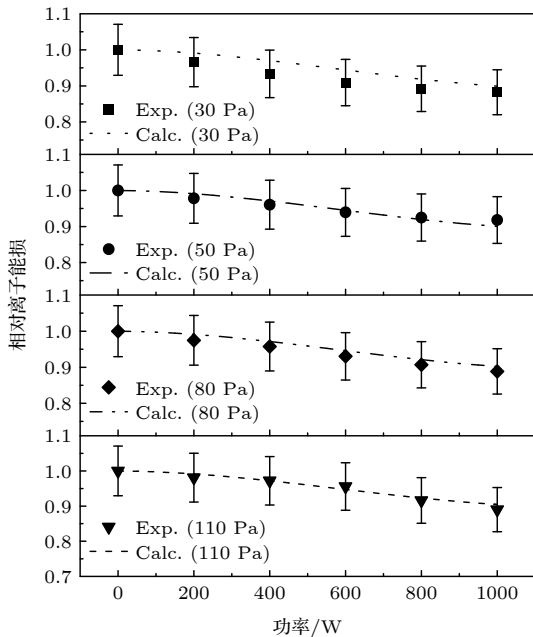


图 8 相对能损的实验测量值与计算值对比

Fig. 8. Comparison of experimental measured and calculated values of relative energy loss.

- Mehlhorn T A 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 549
- [9] Redmer R 1997 *Phys. Rep.* **282** 35
- [10] Peter T, Meyer-ter-Vehn J 1991 *Phys. Rev. A* **43** 1998
- [11] Thorsen J 1987 *Niels Bohr Collected Works* (Copenhagen: Elsevier Press) pp403-408
- [12] Barkas W H, Dyer J N, Heckman H H 1963 *Phys. Rev. Lett.* **11** 26
- [13] Sigmund P, Schinner A 2014 *Eur. Phys. J. D* **68** 318
- [14] Adamo A, Agnello M, Balestra F, Belli G, Bendiscioli G, Bertin A, Boccaccio P, Bonazzola G C, Bressani T, Bruschi M, Bussa M P, Busso L, Calvo D, Capponi M, Cicalò C, Corradini M, Costa S, D'Antone I, De Castro S, D'Isep F, Donzella A, Falomkin I V, Fava L, Feliciello A, Ferrero L, Filippini V, Galli D, Garfagnini R, Gastaldi U, Gianotti P, Grasso A, Guaraldo C, Iazzi F, Lanaro A, Lodi Rizzini E, Lombardi M, Lucherini V, Maggiora A, Marcello S, Marconi U, Maron G, Masoni A, Massa I, Minetti B, Morando M, Montagna P, Nichitiu F, Panzieri D, Pauli G, Piccinini M, Piragino G, Poli M, Pontecorvo G B, Puddu G, Ricci R A, Rossetto E, Rotondi A, Rozhdestvensky A M, Salvini P, Santi L, Sapozhnikov M G, Semprini Cesari N, Serci S, Temnikov P, Tessaro S, Tosello F, Tretyak V I, Usai G L, Vamucci L, Vedovato G, Venturelli L, Villa M, Vitale A, Zavattini G, Zenoni A, Zoccoli A, Zosi G 1993 *Phys. Rev. A* **47** 4517
- [15] Schiwietz G, Wille U, Muiño R D, Fainstein P D, Grande P L 1996 *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **29** 307
- [16] Porter L E 2004 *Advances in Quantum Chemistry* (Pullman: Academic Press) pp91-119
- [17] Pandey M K, Lin Y C, Ho Y K 2012 *Phys. Plasmas* **19** 062104
- [18] Bimbot R, Geissel H, Paul H, Schinner A, Sigmund P, Wambersie A, Deluca P, Seltzer S M 2005 *J. ICRU* **5** 44
- [19] Lindhard J 1976 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B* **132** 1
- [20] Makarov D N, Matveev V I 2015 *J. Exp. Theor. Phys.* **120** 772
- [21] Griffin D C 1989 *Phys. Scr.* **T28** 17
- [22] Purkait M, Dhara A, Sounda S, Mandal C R 2001 *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **34** 755
- [23] Wang Z, Guo B, Cheng R, Xue F B, Chen Y H, Lei Y, Wang Y Y, Zhou Z X, Yang J, Su M G, Dong C Z 2021 *Phys. Rev. A* **104** 022802
- [24] 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 D H H 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 115001
- [25] Schiwietz G, Grande P L 2001 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B* **175-177** 125
- [26] Matveev V I, Makarov D N 2011 *JETP Lett.* **94** 1
- [27] Chabert P, Braithwaite N 2011 *Physics of Radio-Frequency Plasmas* (Cambridge: Cambridge University Press) pp17-48

Target polarization effect on energy loss of O^{5+} ions near Bohr velocity in low density hydrogen plasma*

Wang Guo-Dong¹⁾²⁾ Cheng Rui^{1)2)3)†} Wang Zhao¹⁾²⁾ Zhou Ze-Xian¹⁾
Luo Xia-Hui¹⁾²⁾ Shi Lu-Lin¹⁾ Chen Yan-Hong¹⁾ Lei Yu¹⁾
Wang Yu-Yu¹⁾²⁾³⁾ Yang Jie¹⁾²⁾³⁾

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

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

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

(Received 27 September 2022; revised manuscript received 29 October 2022)

Abstract

Energy loss of ions near the Bohr velocity in plasma is one of the important topics in intense heavy ion beam driven high energy density physics and inertial confinement fusion. Based on the ions-plasma interaction experimental platform at HIRFL, this work shows the new experimental energy loss results of 1.07 MeV (~ 66.9 keV/u) O^{5+} ions penetrating through a low-density partially ionized hydrogen plasma target (radio frequency plasma). The decrease of energy loss with free electron density increasing is found, which is very different from our previous result. The new experimental results are discussed by considering the theoretical models which involves the charge screening of projectiles in the partially ionized plasma and the target polarization effect-Barkas correction term. For the charge screening, the comparison between the momentum transfer under the Coulomb potential and that under the Debye potential is given, but due to the low ionization degree, the plasma screening effect seems not to be the main reason for the decrease of energy loss. For the target polarization effect, in the Bohr velocity regime, the Barkas correction term can play a key role in the ion-atom collisions. Modeling the Barkas correction term based on the proposed classical energy loss formula, the experimental data of ions in the gas target can be well fitted by the calculated values. In the partially ionized plasma, the frequent thermal electron collisions can give rise to the atomic excitation of plasma target, correspondingly the Barkas correction term changes: it decreases with the fraction of excited atoms increasing. As a result, the energy loss decreases in our experiment. In the stopping of highly charged ions in a partially ionized low-density plasma, the collisions between ions and free electrons can produce an enhanced energy loss according to previous studies. However, the target polarization effect, especially the atomic excitations, can significantly reduce the energy loss, which is observed in our experiment. Therefore, the interaction between ions and partially ionized plasma should be further studied, and the Barkas correction can be a very important term.

Keywords: highly charged ions, Bohr velocity, low density hydrogen plasma, energy loss, Polarization effect

PACS: 34.50.Bw

DOI: 10.7498/aps.72.20221875

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U1532263, 11505248, 11375034, 11875096).

† Corresponding author. E-mail: chengrui@impcas.ac.cn

极化效应对Bohr速度能区 O^{5+} 离子在低密度氢等离子体中的能损影响

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

Target polarization effect on energy loss of O^{5+} ions near Bohr velocity in low density hydrogen plasma

Wang Guo-Dong Cheng Rui Wang Zhao Zhou Ze-Xian Luo Xia-Hui Shi Lu-Lin Chen Yan-Hong
Lei Yu Wang Yu-Yu Yang Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 043401 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221875

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221875>

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>

类氢O、N离子入射Al表面俘获电子布居几率的理论与实验研究

Theoretical and experimental studies on the captured electron population probability of hydrogen-like O and N ions in collision with Al surface

物理学报. 2022, 71(13): 133201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212434>

Bragg峰能区 Xe^{20+} 与不同靶作用产生的X射线

X-rays produced by interaction of Xe^{20+} with different targets in Bragg peak energy region

物理学报. 2021, 70(18): 183201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210215>

电子束离子阱光谱标定和 Ar^{13+} 离子M1跃迁波长精密测量

Spectral calibration for electron beam ion trap and precision measurement of M1 transition wavelength in Ar^{13+}

物理学报. 2022, 71(3): 033201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211663>

近Bohr速度 I^{20+} 离子在不同靶面上的L壳层X射线辐射

L-shell X-rays from near Bohr-velocity I^{20+} ions impacting on various targets

物理学报. 2021, 70(2): 023201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201236>

50-keV/u Ne^{8+} 离子碰撞导致的三体解离机制

Three-body fragmentation dynamics of C_3H_4 induced by 50-keV/u Ne^{8+} ion impact

物理学报. 2022, 71(9): 093401 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212202>