

# 双流不稳定性驱动产生的回流电子对等离子体中低能质子束平均电荷态的影响\*

王国东<sup>1)3)</sup> 程锐<sup>1)3)4)†</sup> 邓志刚<sup>2)</sup> 史路林<sup>1)</sup> 周泽贤<sup>4)</sup> 王昭<sup>1)</sup>  
吴晓霞<sup>1)</sup> 陈燕红<sup>1)</sup> 雷瑜<sup>1)3)4)</sup> 王瑜玉<sup>1)3)4)</sup> 杨杰<sup>1)3)4)</sup>

1) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理全国重点实验室, 绵阳 621900)

3) (中国科学院大学, 北京 101408)

4) (先进能源科学与技术广东省实验室, 惠州 516000)

(2026 年 3 月 9 日收到; 2026 年 4 月 3 日收到修改稿)

低能离子束在等离子体中的输运特性研究是磁约束聚变中性束加热技术、惯性约束聚变快点火方案和强流重离子束驱动产生高密度物质等研究领域的关键问题, 其中电荷态是决定离子与等离子体相互作用强度的核心物理量. 对于玻尔速度能区离子, 电离、俘获与复合等多种电荷交换过程激烈竞争, 导致离子在等离子体中的电荷态演化行为非常复杂. 尤其当束流密度不断升高时, 包括束-等离子体双流不稳定性等集体效应的演化可激发出数量显著的回流电子, 重构入射离子与背景电子间的碰撞速度分布, 并造成离子电荷态的相应变化. 本文针对低能质子束与低密度氢等离子体相互作用这一经典体系, 通过发展包含热电子与回流电子的混合碰撞速率分布模型, 评估了双流不稳定性演化下的电荷交换过程. 计算结果表明, 在回流电子定向漂移条件下, 束流与电子的相对碰撞速率分布向低速区域偏移, 导致大量电子碰撞能量低于电离阈值, 从而使电离速率受到明显抑制, 而俘获过程仅因束流速度分布展宽而发生轻微增长. 总电离速率与俘获速率的不对称变化最终导致平均电荷态发生系统性降低. 研究结果表明, 对于强流低能离子束在等离子体中的输运过程研究, 必须考虑集体效应引发的非平衡态速度分布及其对应的电荷交换速率修正.

**关键词:** 离子束-等离子体相互作用, 低能质子束, 平均电荷态, 双流不稳定性

**DOI:** 10.7498/aps.75.20260337

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260337

## 1 引言

在低能离子束与等离子体相互作用过程中, 离子电荷态是决定离子输运行为的关键物理量<sup>[1]</sup>. 在玻尔速度能区附近, 入射离子在等离子体中的电子阻止本领对其携带电荷近似呈平方依赖关系, 因此电荷态的微小变化即可引起能量沉积过程的明显偏移<sup>[2]</sup>. 由于多种聚变及高密度物理研究均依

赖于对离子能量沉积分布的准确计算, 开发高精度的电荷态计算模型在实际应用中具有重要价值. 例如, 在磁约束聚变装置中, 中性束注入加热的功率沉积与电流驱动效率取决于束粒子在等离子体中的电离过程及其后续能量沉积行为<sup>[3]</sup>; 在惯性约束聚变的质子束快点火方案中, 入射质子需在压缩燃料芯部实现精确的能量沉积, 其耦合效率对阻止本领的变化高度敏感<sup>[4]</sup>; 在高能量密度物理实验中, 强流离子束常用于实现靶材的准均匀体加热, 其射

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1602500)、国家自然科学基金 (批准号: 12120101005, U2430208)、等离子体物理全国重点实验室基金 (批准号: 6142A04250101) 和甘肃省自然科学基金青年科技基金 (批准号: 26JRRA110) 资助的课题.

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

程末端的沉积剖面同样由电荷态控制<sup>[1,5,6]</sup>. 然而, 在数十至数百 keV/u 的低能区间内, 碰撞电离、电子俘获与辐射复合等多种电荷交换通道并存且截面量级相近, 使得平均电荷态对靶区电离度、电子温度及速度分布等微观状态表现出强烈依赖性. 这种多通道竞争与集体环境耦合的共存, 导致电荷态演化呈现显著的非线性特征, 进一步加剧了低能离子束输运的不确定性, 使其成为当前束流输运理论中仍待系统澄清的重要问题.

在离子束与等离子体相互作用的体系中, 平均电荷交换反应速率取决于两个关键因素: 一是各反应通道中的反应截面, 二是束流离子与靶粒子之间的相对碰撞速度分布. 反应截面的变化行为与速度分布函数的形态共同决定了各通道的反应速率系数, 进而决定了电荷态及激发态的布居<sup>[7]</sup>.

传统模型通常假定背景电子处于或接近热平衡状态, 其速度分布可采用麦克斯韦分布描述. 同时, 入射离子束常被近似为准单色或仅具有弱速度展宽. 基于这一假设框架, 已有大量针对氢等离子体碰撞过程的数据汇编与速率系数表得以建立, 并被广泛用于电荷态及电离平衡计算<sup>[8,9]</sup>. 在束流密度较低、束-等离子体集体相互作用较弱的条件下, 可以忽略等离子体受到的扰动, 该处理能够较好地描述束流电荷态演化过程, 因而长期作为电荷态演化计算的标准方法.

然而, 已有理论与数值研究表明, 当电子能量分布函数偏离麦克斯韦形态时, 即使在相同的平均能量或等效温度条件下, 反应速率系数仍可能发生显著变化. 这是由于电离、复合等反应通道的截面对相对能量具有强的非线性依赖, 尤其是在存在能量阈值的情形下, 分布函数高能尾部或低速区间的权重变化会直接改变反应速率的数值. 针对非麦克斯韦电子分布对电离平衡及发射光谱计算影响的系统研究已证实, 该类分布可导致明显的电荷态和激发态布居差异<sup>[10,11]</sup>. 因此, 当讨论强流束-等离子体体系中的电荷态演化行为时, 迫切需要重新评估“电子近热平衡”这一前提假设的适用性.

已有研究表明, 当入射离子束密度逐渐提高并接近背景等离子体密度时, 体系将从二体碰撞主导的弱耦合区间过渡至集体相互作用占据重要地位的非线性动力学区间<sup>[12-14]</sup>. 在此条件下, 束流电流与等离子体电流之间的耦合不再局限于微扰范畴, 而是通过自洽激发的电场对束流及背景靶区粒子

的运动产生显著调制. 特别是当离子束传播速度明显高于电子热速度时, 束流相对于背景电子所携带的定向动能构成自由能来源, 可驱动纵向电场模式指数增长, 其中最具代表性的是双流不稳定性 (two-stream instability, TSI)<sup>[15]</sup>.

随着双流不稳定性进入非线性发展阶段, 电场振幅会逐渐增强并形成周期性势阱结构, 该等离子体波具有与束流一致的运动方向和相近的相速度. 部分背景电子在波场作用下将被俘获与加速, 从而获得与束流同向的漂移速度并形成宏观的回流电流<sup>[16]</sup>. 该过程不同于由束流自生电磁场驱动的电场中和机制, 使得电子电流不再以线性响应形式抵消束流电流, 而是表现出强调制与结构化特征<sup>[17,18]</sup>. 更为关键的是, 电子速度分布函数会偏离热平衡形态, 呈现出各向异性与漂移叠加结构, 这种重构将直接改变离子-电子相对速率分布的统计权重, 进而影响电荷交换反应速率.

与此同时, 束流离子在非线性纵向波场中同样经历能量交换与相位调制等过程. 根据相位空间的不同, 处于不同相位的离子在电势阱中经历俘获或解俘获过程, 导致其纵向速度谱由初始的准单色分布向双峰或展宽结构转变<sup>[19]</sup>. 由于电荷交换反应速率对相对碰撞能量的非线性依赖, 上述电子分布重构与束流速度谱展宽将共同改变离子电荷交换通道的有效权重, 造成电荷态演化过程呈现出与碰撞主导情形不同的动力学特征.

近年来, 针对强流离子束在等离子体中传播所引发的双流不稳定性、回流电子形成及束流调制效应, 已有理论、数值与实验研究揭示了其在束流纵向及横向动力学中的重要作用. 现有研究多集中于不稳定性的激发条件与饱和机制, 并侧重其对束流输运宏观性质的影响. 然而, 相较于对束流空间结构与电场演化的关注, 关于回流电子如何通过影响电离与俘获速率等微观原子物理过程进而改变碰撞反应速率的研究, 目前仍然少见报道.

基于上述问题, 本文聚焦低能质子束在部分电离氢等离子体中输运这一经典体系, 针对性研究了双流不稳定性驱动的回流电子对电荷交换反应及平均电荷态的影响. 通过构建包含热电子与回流电子组分的混合相对碰撞速度分布模型, 将其引入多通道电荷交换反应方程组, 分析不同束流密度与等离子体参数条件下回流电子对离子束平均电荷态的调制作用及变化规律. 本研究填补了等离子体环

境下原子过程与集体效应互相耦合的研究空白, 深化强流离子在等离子体中输运机理的理解, 为磁约束聚变加热方案优化、高能量密度物理实验设计及强流加速器束流控制提供更为准确的物理图像。

## 2 理论模型

本节通过建立一个用于定量评估“双流不稳定性-回流电子-电荷交换反应”耦合效应的动力学模型, 以分析低能强流质子束穿过部分电离氢等离子体时出现的调制现象。本模型的核心为: 离子束激发的双流不稳定性不仅改变束流自身的纵向速度谱, 而且还会将部分背景电子从近热平衡分布重排为具有定向漂移的非线性回流电子组分。由于电荷交换反应速率大小对相对速度分布高度敏感, 因此回流电子组分的漂移和束流离子速度展宽将通过影响碰撞速度分布的方式, 最终影响电荷交换过程并调制束流离子的电荷态布居。

### 2.1 电流中和机制与判据

当离子束入射至等离子体时, 自由电子将迅速响应以屏蔽束流电荷的自生电磁场, 从而在宏观上实现电流中和。然而, 该中和过程的具体机制并非唯一, 而是强烈依赖于束流与等离子体的参数匹配, 在不同条件下可表现出本质差异。

设离子束沿  $z$  方向传播, 初始运动速率为  $v_b^0$ , 忽略能散, 束斑半径为  $r_b$ 。背景等离子体的特征电中和尺度由趋肤深度  $\delta \approx c/\omega_{pe}$  描述, 其中  $\omega_{pe}$  为等离子体频率, 该尺度表征了等离子体对束流电荷扰动进行电流屏蔽的空间范围。束流横向尺度  $r_b$  与趋肤深度  $\delta$  的相对大小, 不仅决定了电流中和过程的主导机制, 还直接影响回流电子的形成方式及其后续动力学行为。

当  $\delta \leq r_b$  时, 等离子体能够在束流横向尺度内建立起有效的感应电流响应。在此条件下, 背景电子对束流电流的屏蔽效率极高, 可以认为束流电流密度  $J_{beam}$  被回流电流密度  $J_{rc}$  完全补偿, 即满足

$$J_{rc} = -J_{beam}. \quad (1)$$

在此条件下, 回流电子漂移速度可忽略, 电子分布函数整体仍维持近热平衡形态, 因而对相对碰撞速率的修正通常较弱。

当  $\delta \gg r_b$  时, 等离子体无法在束流横向尺度内

建立起有效的感应电流, 束流电流因而不能被完全补偿。这将维持束流对等离子体的扰动, 为双流不稳定性快速增长提供自由能来源。随着不稳定性演化进入非线性阶段, 系统形成具有有限幅值的周期性纵向电场结构, 并对带电粒子产生相位依赖的调制作用。对于束流而言, 落在电场不同相位的组分离子分别经历加速或减速, 导致纵向速度谱发生展宽。对于等离子体电子而言, 由于其质量远小于离子, 更容易被周期性电场捕获并发生相位混合, 使得部分电子获得与束流同向的平均漂移速度, 从而形成具有定向动量的非热回流组分。因此, 本文主要针对  $\delta \gg r_b$  的体系进行研究, 以判定非线性回流电子对电荷交换过程产生的影响。

随着束流密度与等离子体密度之比的变化, 不稳定性饱和时的波幅及相应势阱深度亦发生改变。势阱深度直接影响可被捕获的电子数量及其振荡幅度, 进而导致回流电流强度不再遵循线性中和图像, 而可能出现显著增强。当不稳定性增长至饱和阶段时, 根据 Tokluoglu 等 [15,18] 的理论分析, 小束斑极限下的平均回流电流密度可表示为

$$J_{rc} = -e\langle \delta n_e \delta v_e \rangle \hat{z} \approx -en_e \frac{(v_m^e)^2}{2v_b^0} \hat{z}, \quad (2)$$

其中  $\delta n_e$  表示电子密度的涨落幅值,  $\delta v_e$  表示电子在周期性电场作用下的定向漂移速度涨落,  $n_e$  为等离子体电子密度, 回流电流大小被表示为对一个不稳定性周期的时间平均。(2) 式表明, 非线性回流电流来源于密度涨落与速度涨落之间的相关项。其中回流电子在波场中的特征运动速度为

$$v_m^e \approx v_b^0 \times \min[\alpha, 1], \quad \alpha = \left(\frac{n_b}{n_e}\right)^{2/3} \left(\frac{m_b}{m_e}\right)^{1/3}, \quad (3)$$

其中,  $n_b$  为束流密度,  $m_b$  为束流离子质量,  $m_e$  为电子质量,  $\alpha$  为饱和参数。该特征速度与束流速度  $v_b^0$  直接相关, 其物理含义在于: 在双流不稳定性演化过程中, 被波势俘获的电子只能加速至接近束流速度, 而无法超越束流本身。饱和参数  $\alpha$  描述了不稳定性饱和的机制, 取决于束流与等离子体之间的相对强度关系。

当  $\alpha < 1$  时, 不稳定性主要通过捕获束流离子实现饱和。在此情形下, 束流离子受到显著调制, 纵向速度谱发生展宽。同时, 回流电子亦被激发并获得轴向漂移, 其密度与运动速度随束流-等离子体耦合强度的增强而增大。当  $\alpha > 1$  时, 饱和机制

转变为对背景自由电子的捕获. 此时, 回流电子的密度与漂移速度均达到饱和值, 被俘获电子可被加速至接近束流速度. 对于氢等离子体, 在不同密度比值  $n_b/n_e$  下的质子束流,  $\alpha$  的取值如图 1 所示.

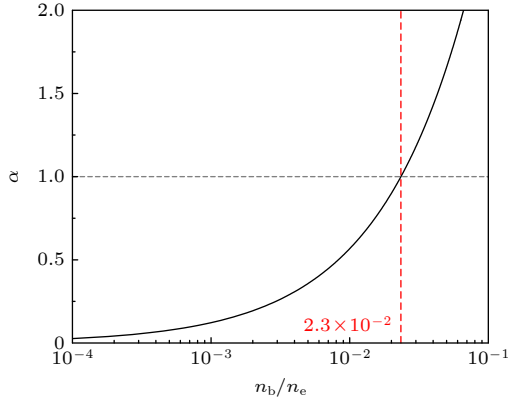


图 1 不稳定性饱和参数  $\alpha$  随束流-等离子体密度比值  $n_b/n_e$  的变化

Fig. 1. Variation of the instability saturation parameter  $\alpha$  with the beam-to-plasma density ratio  $n_b/n_e$ .

当  $\alpha \ll 1$  时, 可以认为双流不稳定性对束-等离子体系统产生的是弱调制; 当密度比值达到  $n_b/n_e = 2.3\%$  时, 饱和参数  $\alpha = 1$ , 饱和机制将由离子捕获向电子捕获发生转变. 在现有加速器束流强度条件下, 选用低密度等离子体靶更有利于开展可观测的集体效应调制实验研究. 这是因为当等离子体密度较低时, 束流-等离子体密度比  $n_b/n_e$  可达到足以激发双流不稳定性并产生显著回流电子的量级 (如  $n_b/n_e \gtrsim 10^{-3}$ ), 从而使回流电子对电荷交换过程及平均电荷态的调制效应进入可探测范围.

## 2.2 束流速度分布函数

随着双流不稳定性进入非线性增长阶段, 束流离子在纵向波动电场的驱动下发生周期性调制, 导致其在相空间中逐渐展宽, 偏离初始的准单色分布. 在束流密度远低于背景等离子体密度或不稳定性调制幅度较弱的条件下, 离子束的速度分散仍可忽略, 此时采用单色分布近似是合理的. 然而, 当束流密度升高, 离子与等离子体波之间的耦合显著增强. 部分离子在波势阱中被俘获或解俘获, 导致纵向相空间结构发生重排, 其典型特征是速度谱在平均速度附近分裂为多个子群, 形成双峰或多峰结构.

已有粒子模拟 (PIC) 研究清晰揭示了上述现象: 在双流不稳定性驱动的周期性纵向电场作用

下, 束流离子的纵向速度分散可用特征速度幅值  $v_m^b$  表征, 其量级满足如下标度关系 [15,18]:

$$v_m^b \approx (\omega_b/\omega_{pe})^{2/3} v_b^0. \quad (4)$$

与非线性回流电流的演化规律类似, 该标度关系体现了双流不稳定性饱和阶段中离子速度调制幅度由束流与等离子体之间的密度比及质量比共同决定: 随着束流密度增加, 束流所引入的扰动增强, 从而显著增大速度谱的展宽幅度.

在速度空间中, 仅考虑单次双流不稳定性的演化, 经调制后的束流可近似视为由两个主要速度组分构成, 对应的峰位分别表示为 [19]

$$v_b^1 = v_b^0 + \frac{\sqrt{2}}{2} v_m^b, \quad v_b^2 = v_b^0 - \frac{\sqrt{2}}{2} v_m^b. \quad (5)$$

就离子束的横向动力学而言, 无论是碰撞过程引起的横向扩散, 还是集体效应驱动的束斑调制, 对应的横向温度通常仅为 eV 量级. 相比之下, 在数十 keV/u 及以上的能区内, 束流离子的纵向速度远大于横向热速度, 因此在电荷交换反应速率的计算中, 束流离子的横向热展宽对相对碰撞速度的贡献可以忽略 [12,15,18]. 基于这一近似, 可将束流离子的速度分布函数简化为仅在纵向具有有限展宽的形式.

综合上述分析, 双流不稳定性饱和后束流离子的速度分布可表示为沿纵向的双高斯形式:

$$f_b(v_b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{b,//}} \left\{ a_1 \exp \left[ -\frac{(v_{b,z} - v_b^1)^2}{2\sigma_{b,//}^2} \right] + a_2 \exp \left[ -\frac{(v_{b,z} - v_b^2)^2}{2\sigma_{b,//}^2} \right] \right\} \delta(v_{b,x}) \delta(v_{b,y}), \quad (6)$$

其中  $v_b = v_{b,x} \hat{x} + v_{b,y} \hat{y} + v_{b,z} \hat{z}$ ,  $\hat{z}$  方向为离子束传输方向. 系数  $a_1$  和  $a_2$  为不同速度峰的统计权重, 由不稳定性饱和后等离子体波电场的相空间结构决定, 且满足归一化条件  $a_1 + a_2 = 1$ . 在理想情况下忽略束流向等离子体传递能量所导致的耗散, 其取值可由能量守恒关系进一步约束.

纵向速度弥散  $\sigma_{b,//}$  用于描述单个速度峰内部的展宽, 其物理来源可归因于不稳定性饱和阶段中离子在波场中的相位混合与随机化过程. 在双流不稳定性演化建立空间周期性电场时, 初始位置落在不同相位处的离子将获得不同的加速度, 因此速度展宽尺度与空间电场结构密切相关. 为建立等效分布, 可将  $\sigma_{b,//}$  与调制幅值相关联, 即

$$\sigma_{b,\parallel} \approx \frac{\sqrt{2}}{2} v_m^b. \quad (7)$$

该设定使得速度分布的展宽与调制幅度保持一致,并随束流与等离子体间耦合强度的增大而自然增大.在实际应用中,可通过粒子模拟对上述调制参数  $v_m^b$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  和  $\sigma_{b,\parallel}$  进行进一步约束,以获得更为准确的速度分布函数.上述参数化构建的速度分布函数,为后续计算束流离子与等离子体各组分之间的相对碰撞速度分布及相应电荷交换反应速率,提供了自洽且可调的物理输入.

### 2.3 电子速度分布函数

对于等离子体电子组分而言,在双流不稳定性发展过程中,其动力学行为呈现明显的分化特征.大量粒子模拟与理论分析表明,并非所有电子都会被不稳定性有效调制:一部分电子仍保持近似热平衡分布,而另一部分电子在感应电场与纵向等离子体波的共同作用下,形成具有明显定向漂移特征的回流电子组分.据此,可将电子总体密度划分为热电子与回流电子两部分:

$$n_e = n_{th} + n_{rc}, \quad (8)$$

其中  $n_e$  为总等离子体电子密度,  $n_{th}$  为热电子密度,  $n_{rc}$  为回流电子密度.

对于受到弱扰动或未被有效调制的背景电子,其速度分布仍可被近似为热平衡分布.由于这类电子的动力学行为主要受库仑碰撞及背景等离子体条件控制,其速度分布可采用各向同性的麦克斯韦分布描述:

$$f_{th}(\mathbf{v}_{th}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_{th}^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{v_{th,x}^2 + v_{th,y}^2 + v_{th,z}^2}{2\sigma_{th}^2}\right), \quad (9)$$

其中  $\mathbf{v}_{th} = v_{th,x}\hat{x} + v_{th,y}\hat{y} + v_{th,z}\hat{z}$  为背景电子速度,  $\sigma_{th} = v_{th} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$  为电子温度  $T_e$  所对应的热速度.由于热电子的速度分布在纵向与横向上具有相同量级的展宽,其在与入射离子发生碰撞时,对相对速度分布函数的贡献主要体现为相对碰撞速率分布的整体展宽.

对于回流电子组分,其动力学特性与热电子存在本质差异.已有非线性回流电流模型及粒子模拟结果表明,回流电子的时间平均漂移速度通常接近但略低于入射离子束速度.因此,在电荷交换平衡过程所涉及的时间尺度上,入射离子将经历多个电子振荡周期及空间周期性结构,其与回流电子的相

互作用可采用时间平均的统计特征进行描述.在此近似下,回流电子的密度涨落与漂移速度可表示为

$$\delta n_e \approx n_e \frac{\delta v_z^e}{v_b^0}, \quad \delta v_z^e \approx \frac{\sqrt{2}}{2} v_m^e. \quad (10)$$

在横向上,由于回流电子受到束流附近自洽电势结构的约束,其空间分布始终局域于束流邻近区域,并随束流整体演化.相应地,回流电子的横向速度尺度与束流离子相近,其对相对碰撞速率的贡献远小于纵向漂移分量.因此,在电荷交换反应速率计算中,可忽略回流电子的横向速度展宽,仅保留纵向分布特征.

基于上述物理图像,回流电子的速度分布函数可建模为具有定向漂移的纵向高斯分布:

$$f_{rc}(\mathbf{v}_{rc}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{rc,\parallel}} \exp\left[-\frac{(v_{rc,z} - \delta v_z^e)^2}{2\sigma_{rc,\parallel}^2}\right] \times \delta(v_{rc,x})\delta(v_{rc,y}), \quad (11)$$

其中  $\mathbf{v}_{rc} = v_{rc,x}\hat{x} + v_{rc,y}\hat{y} + v_{rc,z}\hat{z}$  为回流电子速度.与束流速度展宽设定一致,利用纵向速度展宽  $\sigma_{rc,\parallel}$  刻画回流电子在不稳定性饱和阶段中由于相位混合与非线性加速所产生的随机化效应,其取值为

$$\sigma_{rc,\parallel} = v_m^e / \sqrt{2}. \quad (12)$$

上述建模分别给出了热电子与回流电子的速度分布函数表达式.其中热电子采用各向同性的麦克斯韦分布描述,其速度展宽由电子温度决定;回流电子则建模为具有定向漂移的纵向高斯分布,其漂移速度与展宽幅度均由不稳定性饱和参数自洽确定.两类电子的相对权重由回流电子占比  $k = \delta n_e / n_e$  决定.下一节将结合电子分布与束流离子分布,进一步推导离子-电子间的相对运动速率分布函数,为后续电荷交换反应速率的计算提供基础.

### 2.4 相对运动速率分布函数

对任意靶粒子组分  $t \in \{H^+, H, e_{th}^-, e_{rc}^-\}$ , 定义束流离子与靶粒子之间的相对运动速度为

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}_b - \mathbf{v}_t = u_x\hat{x} + u_y\hat{y} + u_z\hat{z}. \quad (13)$$

而对于给定的束流速度分布  $f_b(\mathbf{v}_b)$  和靶粒子速度分布  $f_t(\mathbf{v}_t)$ , 相对运动速度矢量分布  $f_{rel,t}(\mathbf{u})$  可表示为两者的卷积<sup>[20]</sup>:

$$\begin{aligned} f_{rel,t}(\mathbf{u}) &= \int f_b(\mathbf{v}_b) f_t(\mathbf{v}_t) \delta(\mathbf{u} - \mathbf{v}_b + \mathbf{v}_t) d^3 v_b d^3 v_t \\ &= \int f_b(\mathbf{v}_b) f_t(\mathbf{v}_b - \mathbf{u}) d^3 v_b. \end{aligned} \quad (14)$$

在速度空间中引入  $\delta$  函数提取模长信息, 即可得到在特定相对运动速率  $g = |\mathbf{u}| = |\mathbf{v}_b - \mathbf{v}_t|$  下的分布函数  $f_{\text{rel},t}(g)$ :

$$f_{\text{rel},t}(g) = \int f_{\text{rel},t}(\mathbf{u}) \delta(g - |\mathbf{u}|) d^3\mathbf{u}. \quad (15)$$

当靶粒子为原子或质子时, 由于其与束流粒子之间的运动速度相差数个量级, 因此忽略靶区原子(质子)的热运动, 从而得到相对运动速率分布为

$$\begin{aligned} f_{\text{rel},H}(g) &= f_{\text{rel},H^+}(g) = \int f_b(\mathbf{v}_b) \delta(g - |\mathbf{v}_b|) d^3\mathbf{v}_b \\ &= f_b(g). \end{aligned} \quad (16)$$

若靶区为等离子体且双流不稳定性未被激发时, 离子束仍可被视为单色分布. 背景电子因具有热速度分布, 使得束流粒子-电子间的相对运动速率分布产生展宽, 其表达式为

$$\begin{aligned} f_{\text{rel},th}^{\text{no TSI}}(g) &= \frac{g}{\sqrt{2\pi}\sigma_{th}v_b^0} \left\{ \exp\left[-\frac{(g - v_b^0)^2}{2\sigma_{th}^2}\right] \right. \\ &\quad \left. - \exp\left[-\frac{(g + v_b^0)^2}{2\sigma_{th}^2}\right] \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

而当双流不稳定性被激发时, 束流离子的速度分布呈现为双峰结构, 相对运动速率分布函数形式更为复杂. 对于热电子部分, 将相应的速度分布函数代入卷积积分, 可得到离子束与背景电子之间的相对运动速度分布函数:

$$\begin{aligned} f_{\text{rel},th}^{\text{TSI}}(\mathbf{u}) &= \frac{1}{2(2\pi)^{3/2}\sigma_{th}^2\sigma_{th-b}} \exp\left(-\frac{u_x^2 + u_y^2}{2\sigma_{th}^2}\right) \\ &\times \left\{ \exp\left[-\frac{(u_z - v_b^1)^2}{2\sigma_{th-b}^2}\right] + \exp\left[-\frac{(u_z - v_b^2)^2}{2\sigma_{th-b}^2}\right] \right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

其中  $\sigma_{th-b}^2 = \sigma_{b, //}^2 + \sigma_{th}^2$ . 为简化计算, 可在球坐标系下进行变量代换:

$$u_x = g \sin \theta \cos \phi, \quad u_y = g \sin \theta \sin \phi, \quad u_z = g \cos \theta. \quad (19)$$

经过变量代换后, 对相对运动速度分布函数进行积分运算, 可得到相对运动速率分布为

$$\begin{aligned} f_{\text{rel},th}^{\text{TSI}}(g) &= \frac{g^2}{2\sqrt{2\pi}\sigma_{th}^2\sigma_{th-b}} \int_0^\pi \exp\left(-\frac{g^2 \sin^2 \theta}{2\sigma_{th}^2}\right) \\ &\times \left\{ \exp\left[-\frac{(g \cos \theta - v_b^1)^2}{2\sigma_{th-b}^2}\right] \right. \\ &\quad \left. + \exp\left[-\frac{(g \cos \theta - v_b^2)^2}{2\sigma_{th-b}^2}\right] \right\} \sin \theta d\theta. \end{aligned} \quad (20)$$

为简化积分形式, 引入代换变量  $t = \cos \theta$ , 此时  $\sin \theta d\theta = -dt$ , 积分限相应地由  $\theta \in [0, \pi]$  变换为

$$t \in [1, -1]:$$

$$\begin{aligned} f_{\text{rel},th}^{\text{TSI}}(g) &= \frac{g^2}{2\sqrt{2\pi}\sigma_{th}^2\sigma_{th-b}} \sum_{i=1}^2 \int_{-1}^1 \exp\left\{ \left[ -\frac{g^2}{2\sigma_{th}^2} - \frac{(v_b^i)^2}{2\sigma_{th-b}^2} \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{gv_b^i}{\sigma_{th-b}^2} t + \left( \frac{g^2}{2\sigma_{th}^2} - \frac{g^2}{2\sigma_{th-b}^2} \right) t^2 \right\} dt. \end{aligned} \quad (21)$$

而对于离子束与回流电子组分的碰撞, 将具有双峰结构的束流速度分布  $f_b$  与回流电子速度分布  $f_{rc}$  卷积, 得到离子束-回流电子的相对运动速度分布函数:

$$\begin{aligned} f_{\text{rel},rc}^{\text{TSI}}(\mathbf{u}) &= \frac{\delta(u_x)\delta(u_y)}{2\sqrt{2\pi}\sigma_{rc-b}} \left\{ \exp\left[-\frac{(u_z - u_{1,rc})^2}{2\sigma_{rc-b}^2}\right] \right. \\ &\quad \left. + \exp\left[-\frac{(u_z - u_{2,rc})^2}{2\sigma_{rc-b}^2}\right] \right\}, \end{aligned} \quad (22)$$

其中  $u_{1,rc} = v_b^1 - \delta v_z^e$ ,  $u_{2,rc} = v_b^2 - \delta v_z^e$ ,  $\sigma_{rc-b}^2 = \sigma_{b, //}^2 + \sigma_{rc, //}^2$ . 将上述相对运动速度分布代入 (15) 式积分, 可得相对运动速率分布函数:

$$\begin{aligned} f_{\text{rel},rc}^{\text{TSI}}(g) &= \int \frac{\delta(u_x)\delta(u_y)}{2\sqrt{2\pi}\sigma_{rc-b}} \left\{ \exp\left[-\frac{(u_z - u_{1,rc})^2}{2\sigma_{rc-b}^2}\right] \right. \\ &\quad \left. + \exp\left[-\frac{(u_z - u_{2,rc})^2}{2\sigma_{rc-b}^2}\right] \right\} \delta(g - |\mathbf{u}|) du_x du_y du_z. \end{aligned} \quad (23)$$

此时满足  $|\mathbf{u}| = g$  的解仅有  $u_z = g$  与  $u_z = -g$ , 代入并进行化简, 从而得到的最终表达式为

$$\begin{aligned} f_{\text{rel},rc}^{\text{TSI}}(g) &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\sigma_{rc-b}} \sum_{i=1}^2 \left\{ \exp\left[-\frac{(g - u_{i,rc})^2}{2\sigma_{rc-b}^2}\right] \right. \\ &\quad \left. + \exp\left[-\frac{(g + u_{i,rc})^2}{2\sigma_{rc-b}^2}\right] \right\}. \end{aligned} \quad (24)$$

基于上述分析, 热电子和回流电子与束流离子间的碰撞速度分布函数已由 (24) 式和 (21) 式给出. 根据解析理论可知<sup>[15]</sup>, 回流电子在总电子密度中的占比由束流与等离子体参数共同决定, 定义  $k = \delta n_e/n_e$  为回流电子所占组分比例, 则电子整体与束流离子之间的相对运动速率总分布函数可表示为热电子与回流电子贡献的加权叠加.

### 3 电荷交换过程与平衡电荷态分布计算

在本节的计算工作中, 研究重点聚焦于能量范围为 30—100 keV 的低能质子束. 在此能区内,

电离、俘获与复合等多种电荷交换通道的反应截面量级相当,使得束流平均电荷态对等离子体微观状态表现出强敏感性,因而电荷态演化最为显著.随着入射能量进一步升高,碰撞电离截面将逐渐远大于俘获与复合截面,无论是在气体靶还是等离子体靶中,束流离子的外层电子均将被快速剥离,电荷态趋近于 1. 在更高的能区,即使双流不稳定性的演化导致电离速率发生改变,但只要其仍显著高于俘获速率,平均电荷态将仍由电离过程主导,电荷态受到的影响可以被忽略. 因此本文的计算范围限定在上述低能区间.

在计算中,所考虑的电荷交换反应类型汇总于表 1.

其中,反应式 1—3 对应入射粒子与靶原子的碰撞过程. 在未完全电离的等离子体中,质子束主要通过和靶原子碰撞俘获束缚电子,是束流中性化的主要途径. 反应式 4—6 涉及束流与等离子体

电子(包括热电子和回流电子)的碰撞,主导电离与复合过程. 反应式 7—9 为入射粒子与等离子体质子的碰撞,此类过程虽不能使束流直接中性化,但由于靶离子质量大且带正电,其对束流原子的电离贡献显著,成为电离通道的重要组成部分. 反应式 10 描述激发态氢原子的自发辐射退激过程,是激发态布居耗散的主要机制. 在模型构建中,激发态仅考虑主量子数  $n \leq 3$  的能级,更高激发态的布居数密度较低,对平均电荷态的计算结果影响可忽略<sup>[24]</sup>.

以主量子数  $n = 1$  的氢原子为例,图 2 给出了其所涉及的主要电荷交换反应截面随碰撞能量的变化.

图 2 中,黑色横坐标对应质子/原子碰撞的能量标度 (keV),蓝色横坐标对应电子碰撞的能量标度 (eV),两者通过相对碰撞速率进行换算,从而在同一图中比较不同反应类型的截面数据. 图 2(a)

表 1 计算中所包含的电荷交换反应通道

Table 1. Charge exchange reaction channels included in the calculation.

| 序号 | 反应式                                                       | 反应类型   | 文献   |
|----|-----------------------------------------------------------|--------|------|
| 1  | $H(n=1,2,3) + H \rightarrow H^+ + H + e^-$                | 电离     | [21] |
| 2  | $H(n=1,2,3) + H \rightarrow H(m \neq n, m=1,2,3) + H$     | 激发/退激发 | [22] |
| 3  | $H^+ + H \rightarrow H(n=1,2,3) + H^+$                    | 俘获     | [8]  |
| 4  | $H(n=1,2,3) + e^- \rightarrow H^+ + e^- + e^-$            | 电离     | [8]  |
| 5  | $H(n=1,2,3) + e^- \rightarrow H(m \neq n, m=1,2,3) + e^-$ | 激发/退激发 | [8]  |
| 6  | $H^+ + e^- \rightarrow H(n=1,2,3) + h\nu$                 | 辐射复合   | [23] |
| 7  | $H(n=1,2,3) + H^+ \rightarrow H^+ + H^+ + e^-$            | 电离     | [22] |
| 8  | $H(n=1,2,3) + H^+ \rightarrow H(m \neq n, m=1,2,3) + H^+$ | 激发/退激发 | [22] |
| 9  | $H(n=1,2,3) + H^+ \rightarrow H^+ + H$                    | 被俘获    | [8]  |
| 10 | $H(n=2,3) \rightarrow H(m < n) + h\nu$                    | 自发辐射   | [24] |

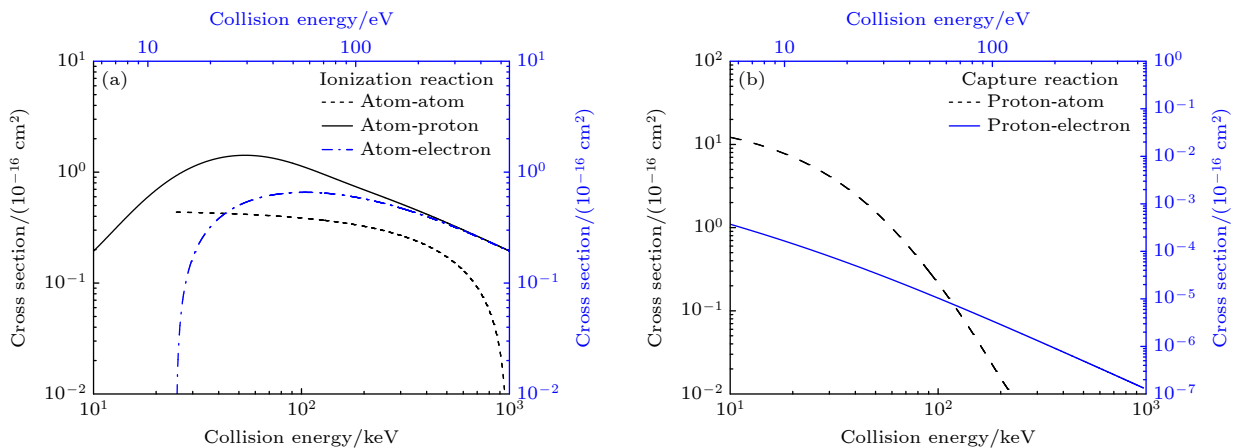


图 2 基态氢原子与所有靶粒子碰撞的 (a) 电离截面和 (b) 俘获、复合截面大小

Fig. 2. (a) Ionization cross sections and (b) capture and recombination cross sections for ground-state hydrogen atoms colliding with all target particles.

给出了氢原子分别与氢原子、质子及电子碰撞时电离截面随能量的变化. 其中, 原子-原子碰撞电离截面仅适用于 25—1000 keV 的能量范围; 原子-电子碰撞电离存在阈值行为, 当碰撞能量低于氢原子电离能时, 该过程不对总电离反应速率产生贡献. 对比可见, 在低能质子束所对应的参数区间内, 对于电离度较高的等离子体, 电离过程主要来自等离子体质子的贡献, 其次为等离子体电子, 而未电离的氢原子贡献相对最小. 图 2(b) 展示了质子-氢原子碰撞俘获束缚电子的截面与质子-自由电子碰撞辐射复合的截面. 可以看出, 俘获截面远大于辐射复合截面, 因此与靶原子碰撞是束流离子捕获电子的主要来源. 随着入射能量升高, 电离截面与俘获截面均呈下降趋势, 但由于俘获截面下降更快、电离过程逐渐占据主导, 将导致束流的平均电荷态趋近于 1. 因此只有当电离截面与俘获截面量级相当时, 束流才会呈现出显著的电荷态变化.

针对上述不同束流组分, 建立如下平衡电荷交换反应方程组:

$$\begin{aligned} \frac{dN_n}{dt} &= \sum_{m \neq n} N_m R_{m \rightarrow n} + N_{H^+} R_{H^+ \rightarrow n} \\ &\quad - \sum_{m \neq n} N_n R_{n \rightarrow m} - N_n R_{n \rightarrow H^+} = 0, \\ \frac{dN_{H^+}}{dt} &= \sum_n N_n R_{n \rightarrow H^+} - \sum_n N_{H^+} R_{H^+ \rightarrow n} = 0, \\ N_{H^+} + \sum_n N_n &= 1, \end{aligned} \quad (25)$$

其中,  $N_n$  表示处于主量子数为  $n$  的激发态氢原子所占的组分分数,  $N_{H^+}$  为质子所占的组分分数, 满足归一化条件;  $R_{m \rightarrow n}$ ,  $R_{n \rightarrow m}$ ,  $R_{n \rightarrow H^+}$  和  $R_{H^+ \rightarrow n}$  分别表示不同组分之间通过电荷转移碰撞发生转换的总反应速率, 单位为  $s^{-1}$ , 下标标识具体的反应类型. 对于任一不同组分间的转换过程  $P \in \{m \rightarrow n, n \rightarrow m, H^+ \rightarrow n, n \rightarrow H^+\}$ , 其总反应速率的表达式可统一写为

$$R_P = \sum R_P^t = R_P^{H^+} + R_P^{e^-} + R_P^{e^-} + R_P^{e^-}, \quad (26)$$

其中上标  $t$  标识靶粒子类型, 包括中性氢原子、等离子体质子、等离子体电子以及回流电子. 若某类反应不可发生, 则  $R_P^t = 0$ . 不同通道的总反应速率由上述各束流粒子-靶粒子组合的电荷交换反应速率求和得到. 对于某一特定靶粒子, 其对应的反应速率可表示为

$$R^t = n_t \int f_{rel,t}(g) \sigma_t(g) g dg, \quad (27)$$

其中  $n_t$  为靶粒子密度,  $f_{rel,t}(g)$  为靶粒子与束流离子间的相对运动速率分布函数, 满足归一化条件  $\int_0^{+\infty} f_{rel,t}(g) dg = 1$ ,  $\sigma_t(g)$  表示该相对速率下特定反应通道的碰撞截面. 通过将所有的电荷交换反应速率代入方程组 (25) 并求解, 即可获得电荷交换反应达到平衡时各束流组分的布居分数.

## 4 计算结果与讨论

### 4.1 束流离子能谱展宽

为定量评估束流离子能谱展宽对电荷交换反应速率的影响, 基于第 2 节建立的理论模型, 计算了不同电子温度条件下束流离子与热电子之间的相对运动速率分布函数. 计算中采用的等离子体参数为: 电子密度  $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , 束流密度  $n_b = 0.1 n_e$ , 双峰权重系数取  $a_1 = a_2 = 0.5$ . 所得结果如图 3 所示.

图 3(a) 给出了考虑双流不稳定性时的相对运动速率分布函数  $f_{th}(g)$ , 作为对比, 图 3(b) 展示了忽略束流离子能谱展宽、仅考虑电子热速度分布时的计算结果. 当电子热速度极小 ( $T_e = 0.1 \text{ eV}$ ) 时, 束流双峰结构将导致碰撞速度分布发生明显变化, 但是双峰结构由于热展宽而不清晰. 随着电子温度升高, 背景电子热速度分布对分布展宽的贡献迅速增强. 当电子热速度对应的展宽尺度  $\sigma_{th}$  逐渐超过束流离子因双流不稳定性产生的速度展宽  $\sigma_{b, //}$  时, 束流速度分布的特征双峰结构最终在相对运动速率分布中被完全平滑. 此时,  $f_{th}(g)$  的整体形态主要由电子热速度分布主导, 而束流离子能谱展宽的影响仅体现为分布函数高阶结构中的微小修正. 因此, 在典型实验室等离子体条件下 (电子温度达 eV 量级), 束流离子能谱展宽对离子-热电子电荷交换反应速率的影响是次要的, 其贡献远小于电子热速度分布本身所引起的展宽效应.

而当碰撞对象为靶区离子或原子时, 由于后者的热运动速度极低而被忽略, 此时束流速度分布将是决定碰撞反应速率大小的根本原因. 因此, 双峰结构导致的展宽将扩大反应速度区间, 从而增加电荷态变化的不确定性. 在后续计算中, 将通过平均电荷态的变化结果对入射离子速度展宽的影响进行评估.

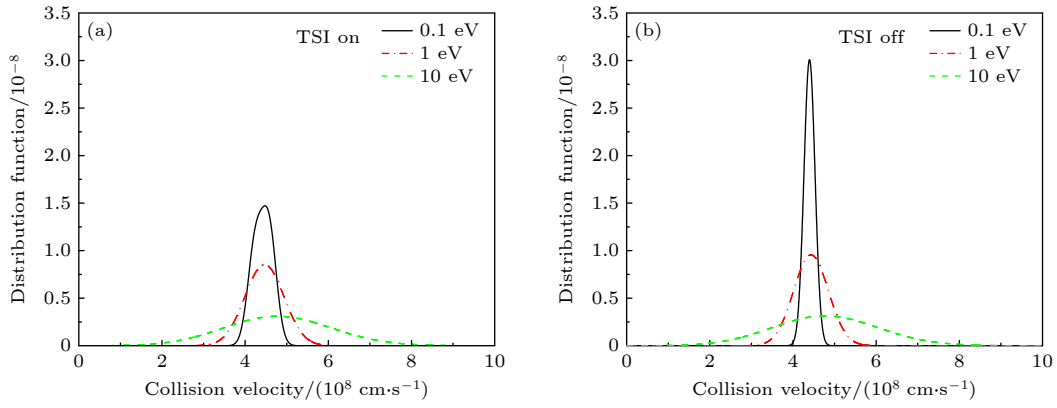


图 3 不同电子温度下入射离子与热电子间的相对运动速率分布 (a) 考虑了双流不稳定性导致的离子速度展宽效应, 其中束流密度  $n_b = 0.1n_e$ ; (b) 未考虑双流不稳定性, 分布展宽仅来自于热电子速度分布

Fig. 3. Relative motion rate distributions between incident ions and thermal electrons at different electron temperatures: (a) Considering ion velocity broadening induced by two-stream instability with beam density  $n_b = 0.1n_e$ ; (b) without considering two-stream instability, where the distribution broadening arises solely from the thermal electron velocity distribution.

## 4.2 回流电子的演化与影响

### 4.2.1 不同束流密度下的回流电子演化

为了定量评估回流电子对电荷交换反应速率的调制作用, 本节计算了不同束流密度下双流不稳

定性饱和后的离子-电子相对运动速率分布函数. 计算中固定等离子体参数为  $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 10 \text{ eV}$ , 束流密度在  $n_b/n_e = 10^{-4}—10^{-1}$  范围内变化. 所得结果如图 4 所示.

图 4 中红色填充区域表示入射离子与回流电子间的相对运动速率分布  $f_{rc}(g)$ , 蓝色填充区域表

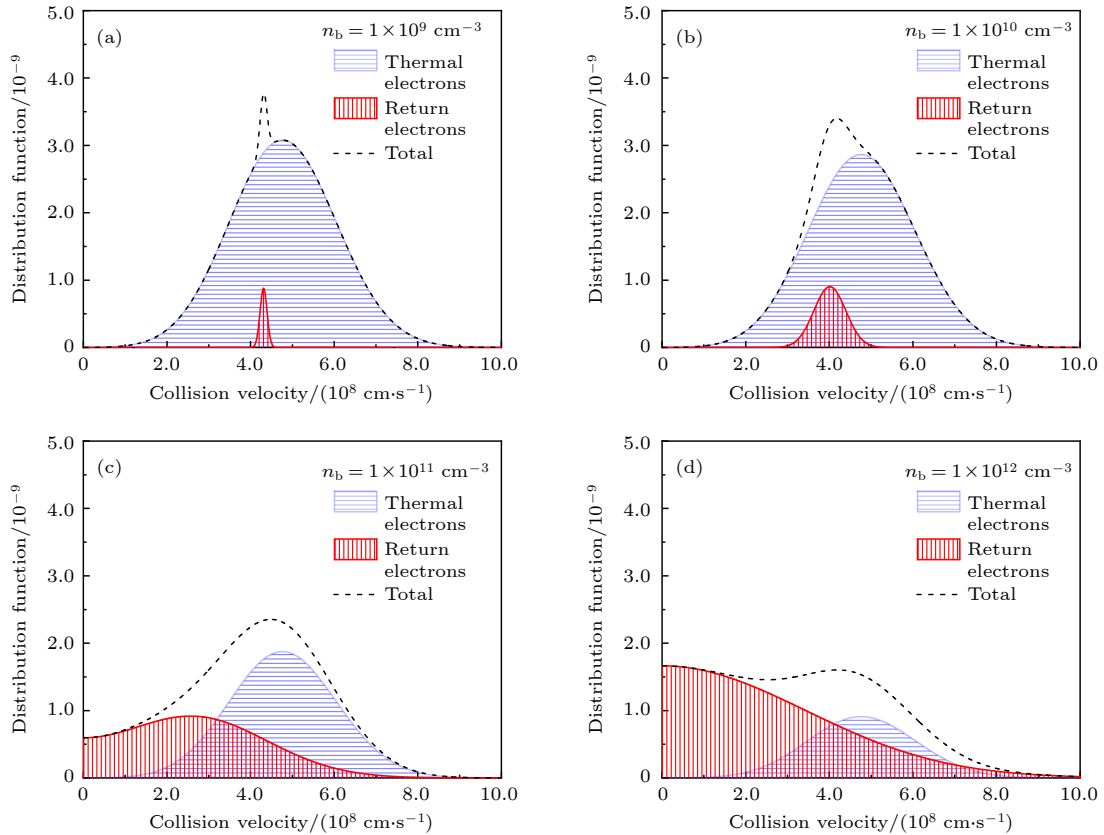


图 4 在  $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 10 \text{ eV}$  的等离子体中, 不同的束流密度下的入射离子-电子碰撞相对运动速率分布情况

Fig. 4. Relative motion rate distributions for ion-electron collisions at different beam densities in a plasma with  $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  and  $T_e = 10 \text{ eV}$ .

示热电子贡献的  $f_{th}(g)$ , 黑色短划线为两者加权叠加后得到的总相对运动速率分布. 在束流密度较低时 ( $n_b = 1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ), 尽管束流密度本身较小, 但非线性效应已使回流电子组分出现, 导致总分布函数出现尖峰. 随着束流密度增大至  $n_b = 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  区间, 饱和参数  $\alpha = (n_b/n_e)^{2/3} (m_p/m_e)^{1/3}$  迅速增大, 回流电子的漂移速度快速趋近束流速度, 离子-电子间的相对碰撞速率发生显著的偏移. 当束流密度进一步升高至  $n_b = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  时, 大量背景电子已被调制进入回流组分, 相对运动速率分布函数形态发生明显改变. 此后随着束流密度继续增加, 回流电子的占比将趋于饱和, 分布函数逐渐收敛至稳定形态. 需要指出的是, 当束流密度接近甚至超过等离子体密度时, 双流不稳定性理论的基本假设不再成立, 因此本文计算范围限定于  $n_b \leq 0.1n_e$  的区域 [15,18].

#### 4.2.2 回流电子对平均电荷态的影响

基于前述反应模型, 计算了能量范围为 30—100 keV 的质子束在  $\text{H}_2$  气体靶与等离子体靶中的平均电荷态  $Z_{\text{avg}}$ . 等离子体参数设置为: 总电子密度 (包括束缚电子与自由电子) 为  $n_e^{\text{total}} = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , 电子温度  $T_e = 10 \text{ eV}$ , 电离率为 50%. 为考察双流不稳定性的影响, 在等离子体的情况下分别计算了不考虑双流不稳定性 (即传统热电子模型) 以及考虑不稳定性且束流密度为  $n_b = 0.1n_e$  两种情况下的平均电荷态, 计算结果如图 5 所示.

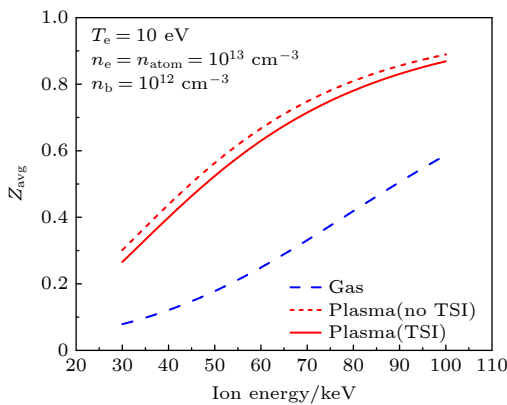


图 5 在  $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 10 \text{ eV}$  的等离子体中, 当束流密度  $n_b = 0.1n_e$  时, 不同条件下的质子束平均电荷态随能量的变化

Fig. 5. Average charge state of proton beams as a function of energy under different conditions in a plasma with  $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 10 \text{ eV}$ , and beam density  $n_b = 0.1n_e$ .

在气体靶中, 30—100 keV 能量范围内质子束的平均电荷态从 0.08 增至 0.59; 在电离率为 50% 的等离子体靶中, 由于靶原子部分转化为电子和质子, 俘获速率降低而电离速率升高, 平均电荷态上升至 0.26—0.89. 然而, 当考虑双流不稳定性存在时, 回流电子的产生使得离子-电子碰撞对电离过程的贡献减弱, 而俘获速率基本不受影响, 导致出射平均电荷态相对于不考虑不稳定性情形有所降低.

定义电荷态变化量为  $\Delta Z_{\text{avg}}^{\text{plasma}} = Z_{\text{avg}}^{\text{no TSI}} - Z_{\text{avg}}^{\text{TSI}}$ , 其与  $Z_{\text{avg}}^{\text{plasma}}$  的比值随入射能量的变化趋势如图 6 所示.

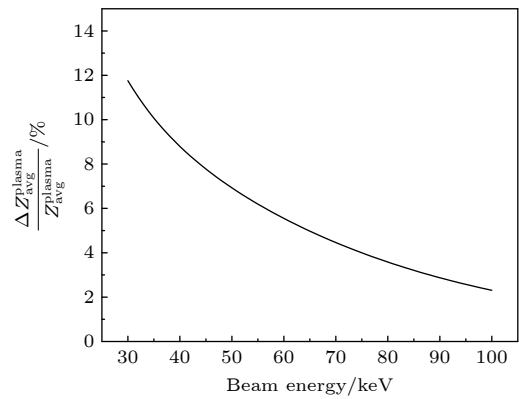


图 6 在考虑双流不稳定性情况下, 不同能量下入射离子平均电荷态的变化量

Fig. 6. Relative change in the average charge state of incident ions as a function of energy when two-stream instability is considered.

在 30—100 keV 的能量区间内, 随着入射离子能量升高, 双流不稳定性引起的电荷态相对降幅从 11.9% 逐渐降低至约 2.2%, 这主要是因为较高能量下的电离速率远高于俘获速率, 因此回流电子的影响被削弱. 尽管从电荷态的数值上看这一变化较为有限, 但由于离子在等离子体中的阻止本领与平均电荷态的平方  $Z_{\text{avg}}^2$  近似成正比, 因此能量沉积量会具有更大的偏差, 进而导致离子在靶中的射程与沉积剖面发生改变. 这一结果表明, 在强流质子束的输运与能量沉积预测中, 必须将回流电子等集体效应引发的微观过程纳入考虑, 否则仅基于传统热平衡模型的计算将出现显著的系统性偏差.

为定量考察束流密度对电荷态调制程度的影响, 在入射能量固定为 50 keV 的条件下, 计算了不同束流密度下的平均电荷态, 结果如图 7 所示.

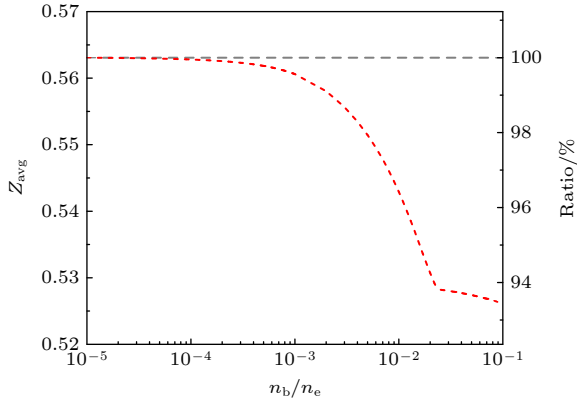


图 7 在  $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 1 \text{ eV}$  的等离子体中, 考虑和不考虑双流不稳定性时入射离子电荷态随束流和等离子体密度比值的变化

Fig. 7. Average charge state of incident ions as a function of the beam-to-plasma density ratio, with and without considering two-stream instability, in a plasma with  $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  and  $T_e = 1 \text{ eV}$ .

计算中束流密度变化范围设定为等离子体电子密度的  $10^{-5}$ — $10^{-1}$  倍. 结果表明, 平均电荷态随束流密度增大呈现两阶段下降特征: 当  $n_b/n_e > 10^{-3}$  时, 电荷态已经开始出现显著的降低; 随着束流密度进一步增加至  $n_b/n_e \approx 2.3\%$  附近, 下降曲线出现转折点, 此后下降幅度随密度比增大而趋缓.

为定量分析不同阶段电荷态变化的主导因素, 在以下计算中进一步考察了各电荷交换通道的反应速率的贡献. 为此, 定义不同靶粒子所对应的总电离速率与总俘获速率如下:

$$\begin{aligned} R_{\text{ionize-total}}^t &= N_{n=1} R_{\text{ionize},n=1}^t + N_{n=2} R_{\text{ionize},n=2}^t \\ &\quad + N_{n=3} R_{\text{ionize},n=3}^t, \\ R_{\text{capture-total}}^t &= R_{\text{capture},n=1}^t + R_{\text{capture},n=2}^t \\ &\quad + R_{\text{capture},n=3}^t, \end{aligned} \quad (28)$$

其中, 上标  $t$  标识靶粒子类型,  $N$  表示处于各激发态的氢原子在全部束流粒子中所占的布居分数. 计算总电离速率需根据束流原子组分在不同激发态上的布居, 对各激发态所对应的反应速率进行加权求和. 而俘获反应中激发态作为末态出现, 因此仅需对各俘获通道的反应速率直接求和. 进一步对所有靶粒子类型的贡献进行汇总, 得到的总电离速率与总俘获速率分别为

$$\begin{aligned} R_{\text{ionize-total}} &= R_{\text{ionize-total}}^e + R_{\text{ionize-total}}^{\text{atom}} + R_{\text{ionize-total}}^{\text{proton}}, \\ R_{\text{capture-total}} &= R_{\text{capture-total}}^e + R_{\text{capture-total}}^{\text{atom}} + R_{\text{capture-total}}^{\text{proton}}. \end{aligned} \quad (29)$$

基于上述定义, 可计算得到总反应速率随束流-等离子体密度比的变化, 结果如图 8 所示.

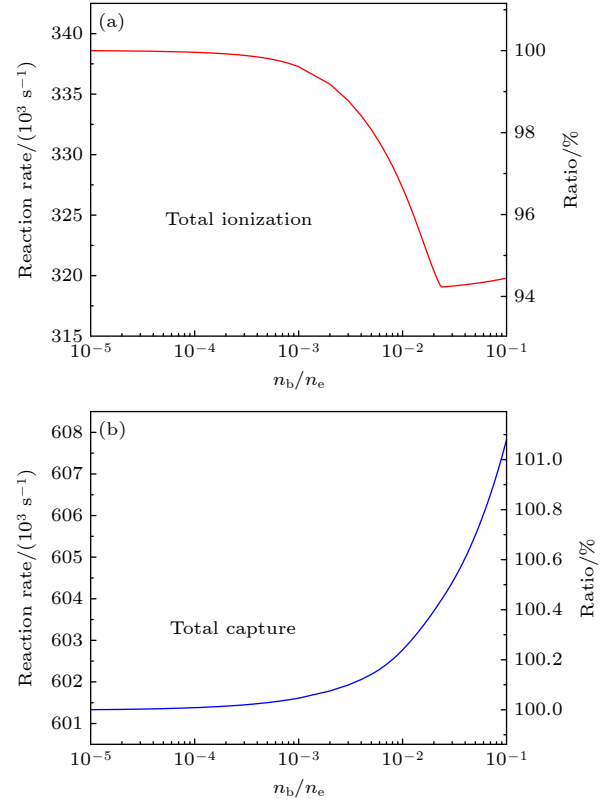


图 8 在  $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 1 \text{ eV}$  的等离子体中, 总电离反应速率和总俘获反应速率随束流和等离子体密度比值的变化

Fig. 8. Total ionization rate and total capture rate as a function of the beam-to-plasma density ratio in a plasma with  $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  and  $T_e = 1 \text{ eV}$ .

随着束流密度增大, 总电离速率呈现先下降后轻微回升的变化趋势, 在拐点处达到最小值; 而总俘获速率则单调递增. 总电离速率的变化幅度 ( $\approx 5.5\%$ ) 显著大于总俘获速率的变化幅度 ( $\approx 1.1\%$ ), 这是由于电离过程的主要通道包含电子碰撞过程, 回流电子与束流之间相对碰撞速度降低会导致大量电子的碰撞能量低于电离能阈值, 相应电离通道被截断, 从而引起总电离速率下降. 而俘获过程则主要源于束缚电子贡献, 因此不受回流电子直接影响, 其随束流密度的缓慢增长主要源于束流离子速度分布展宽所引起的分布权重偏移. 如图 2 所示, 在数十 keV 能区内, 质子-原子碰撞的电离与俘获截面均随能量显著变化, 因此束流能谱展宽本身也会对俘获速率产生一定调制.

在  $n_b/n_e > 2.3\%$  以后, 回流电子的演化达到饱和, 此时的电荷态变化原因是束流离子的速度分布

仍然在发生演化、展宽持续加剧. 然而, 根据 (4) 式可知, 入射离子的速度变化始终小于回流电子的加速量, 因此在第二阶段中电荷态的变化减缓.

综上所述, 束流能谱展宽与回流电子的产生均可影响离子束的电荷态布居. 由 (4) 式可知, 束流离子的调制速度  $v_m^b$  受离子与电子质量比制约, 其量级远小于束流速度, 因此能谱展宽对电荷交换过程的影响相对有限. 相比之下, 回流电子组分中含有大量速度与入射离子相近的电子, 可显著压低电离速率, 从而成为调制平均电荷态的主导因素. 回流电子效应的强弱最终取决于电子碰撞电离在总电离速率中的权重: 当等离子体种类为重元素体系时, 电子密度可能远高于离子密度, 此时电子碰撞电离占据主导地位使得回流电子的影响将更为显著.

## 5 总结与展望

低能离子束在等离子体中的电荷态演化, 是原子物理过程与集体效应相互耦合的典型问题. 本文围绕“双流不稳定性-回流电子-电荷交换反应”这一耦合链条, 建立了将集体效应纳入电荷态预测的理论框架. 研究表明, 回流电子的引入使离子-电子相对碰撞速率向低能方向偏移. 由于电子碰撞电离存在阈值行为, 该偏移显著削弱了电离通道的有效贡献, 导致出射平均电荷态整体降低.

在典型等离子体参数 (电离率 50%,  $T_e=10$  eV, 等离子体电子密度  $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) 下, 当双流不稳定性饱和时平均电荷态的降幅会随着入射能量的升高而逐渐减小, 其变化范围为 11.9%—2.2%. 考虑到阻止本领对电荷态近似呈平方依赖关系, 该偏移将导致更显著的能量沉积差异, 表明在精确预测强流离子束输运中仅采用热平衡电子假设会造成较大的误差. 束流密度扫描结果进一步揭示, 电荷态下降呈现两阶段特征, 且反应速率与电荷态变化对回流电子的敏感程度远高于束流速度分布展宽. 这一结果从速率系数层面支持了“回流电子主要通过抑制电子碰撞电离来降低平均电荷态”的物理图像.

本文工作仍存在若干局限: 首先, 需借助粒子模拟对不同分布的参数进行标定, 以提升模型自洽性; 此外, 本研究范围限于质子束-氢等离子体系统, 后续可向多电子体系进行拓展; 最后, 理论预测需与电荷态分布、能损谱等可观测量关联, 通过

实验对模型进行评估与约束.

从更广阔的视角来看, 本文所揭示的“集体效应通过重构速度分布进而影响原子过程”这一物理图像, 在磁约束聚变边界等离子体、激光等离子体等领域同样具有重要参考价值. 电子分布函数偏离麦克斯韦形态在非热平衡等离子体中是普遍现象, 其对原子速率系数的系统性影响有待在更广泛的参数空间中被认识与量化.

## 参考文献

- [1] Zhao Y T, Zhang Z M, Cheng R, Hoffmann D, Ma B B, Wang Y N, Wang Y Y, Wang X, Deng Z G, Ren J R, Liu W, Qi W, Qi X, Su Y W, Du Y C, Li F L, Li J Y, Yang J, Yang J C, Yang L, Xiao G Q, Wu D, He B, Song Y H, Zhang X A, Zhang S Z, Zhang L, Zhang Y, Zhang Y N, Chen B Z, Chen Y H, Zhou Z, Zhou X M, Zhou W M, Zhao H W, Zhao Q T, Zhao Z Q, Zhao X Y, Hu Z H, Wan F, Li J X, Xu Z F, Gao F, Tang C X, Huang W H, Cao S C, Cao L F, Sheng L N, Kang W, Lei Y, Zhan W L 2020 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **50** 112004 (in Chinese) [赵永涛, 张子民, 程锐, Hoffmann D, 马步博, 王友年, 王瑜玉, 王兴, 邓志刚, 任洁茹, 刘巍, 齐伟, 齐新, 苏有武, 杜应超, 李福利, 李锦钰, 杨杰, 杨建成, 杨磊, 肖国青, 吴栋, 何斌, 宋远红, 张小安, 张世政, 张琳, 张雅, 张艳宁, 陈本正, 陈燕红, 周征, 周贤明, 周维民, 赵红卫, 赵全堂, 赵宗清, 赵晓莹, 胡章虎, 弯峰, 栗建兴, 徐忠锋, 高飞, 唐传祥, 黄文会, 曹树春, 曹磊峰, 盛丽娜, 康炜, 雷瑜, 詹文龙 2020 *中国科学: 物理学 力学 天文学* **50** 112004]
- [2] Deutsch C, Maynard G 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 277
- [3] Pankin A, Bateman G, Budny R, Kritiz A, McCune D, Polevoi A, Voitsekhovitch I 2004 *Comput. Phys. Commun.* **164** 421
- [4] Roth M, Cowan T, Key M, et al. 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 436
- [5] Sharkov B Y, Hoffmann D H, Golubev A A, Zhao Y 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 28
- [6] Varentsov D, Ternovoi V Y, Kulish M, et al. 2007 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **577** 262
- [7] Janev R K, Reiter D, Samm U, et al. 2003 *Collision Processes in Low-temperature Hydrogen Plasmas* (Forschungszentrum Jülich: Zentralbibliothek) pp8–22
- [8] Janev R K, Langer W D, Douglass Jr E, et al. 2012 *Elementary Processes in Hydrogen-helium Plasmas: Cross Sections and Reaction Rate Coefficients* (Berlin: Springer Science & Business Media) pp17–115
- [9] Betz H D 1972 *Rev. Mod. Phys.* **44** 465
- [10] Hansen S, Shlyaptseva A 2004 *Phys. Rev. E* **70** 036402
- [11] Owocki S, Scudder J 1983 *Astrophysical Journal* **270** 758
- [12] Wang G D, Tao K W, Cheng R, et al. 2025 *Phys. Rev. E* **112** 045219
- [13] Zhang L Y, Zhao X Y, Qi X, Duan W S, Xiao G Q, Yang L 2015 *Phys. Plasmas* **22** 093107
- [14] Ren J, Deng Z, Qi W, et al. 2020 *Nat. Commun.* **11** 5157
- [15] Tokluoglu E K, Kaganovich I D, Carlsson J A, Hara K, Startsev E A 2018 *Phys. Plasmas* **25** 052122
- [16] Hara K, Kaganovich I D, Startsev E A 2018 *Phys. Plasmas* **25** 011609
- [17] Startsev E A, Kaganovich I D, Davidson R C 2014 *Nucl.*

- Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **733** 80  
 [18] Tokluoglu E, Kaganovich I D 2015 *Phys. Plasmas* **22** 040701  
 [19] Cheng R, Hu Z H, Hui D X, et al. 2021 *Phys. Rev. E* **103** 063216  
 [20] Davidson N 2013 *Statistical Mechanics* (North Chelmsford, MA: Courier Corporation) p135  
 [21] Roth J 1993 *Suppl. Nucl. Fusion.* **4** 63  
 [22] Atawneh S J A, Tőkés K 2022 *At. Data Nucl. Data Tables* **146** 101513  
 [23] Hahn Y 1997 *Rep. Prog. Phys.* **60** 691  
 [24] Zhang Y N, Liu C L, Cheng R, Zhao Y T, He B 2020 *Phys. Plasmas* **27** 093107

# Effect of return-current electrons excited by two-stream instability on the average charge state of low-energy proton beams in a plasma\*

WANG Guodong<sup>1)3)</sup> CHENG Rui<sup>1)3)4)†</sup> DENG Zhigang<sup>2)</sup> SHI Lulin<sup>1)</sup>  
 ZHOU Zexian<sup>4)</sup> WANG Zhao<sup>1)</sup> WU Xiaoxia<sup>1)</sup> CHEN Yanhong<sup>1)</sup>  
 LEI Yu<sup>1)3)4)</sup> WANG Yuyu<sup>1)3)4)</sup> YANG Jie<sup>1)3)4)</sup>

<sup>1)</sup> (*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

<sup>2)</sup> (*National Key Laboratory of Plasma Physics, Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

<sup>3)</sup> (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 101408, China*)

<sup>4)</sup> (*Advanced Energy Science and Technology Guangdong Laboratory, Huizhou 516000, China*)

( Received 9 March 2026; revised manuscript received 3 April 2026 )

## Abstract

The transport of low-energy ion beams in plasmas is a fundamental problem in magnetic confinement fusion, proton-beam fast ignition, and high-energy-density physics, because the charge state directly controls the interaction strength between ions and plasma particles and therefore affects stopping power, penetration depth, and energy deposition. In the Bohr-velocity regime, ionization, electron capture, and recombination processes strongly compete with one another, so the average charge state becomes highly sensitive to the microscopic properties of the target plasma. While most existing models assume that background electrons remain close to thermal equilibrium, this assumption may break down for intense ion beams, where collective beam-plasma effects can substantially modify the electron velocity distribution.

In this work, we investigate the influence of return-current electrons generated by the two-stream instability on the average charge state of low-energy proton beams propagating through partially ionized hydrogen plasmas. A kinetic model is developed by coupling a parameterized beam distribution, a thermal-electron component, and a drifting return-current-electron component into the relative-speed-distribution formalism. The resulting relative collision-rate distributions are then introduced into a multi-channel charge-exchange rate equation system that includes ionization, excitation, de-excitation, electron capture, radiative recombination, and spontaneous decay among the hydrogen states with principal quantum numbers  $n \leq 3$ . This framework makes it possible to evaluate how collective effects modify microscopic atomic rates and, in turn,

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1602500), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12120101005, U2430208), the National Key Laboratory of Plasma Physics, China (Grant No. 6142A04250101), and the Young Scientists Fund of the Natural Science Foundation of Gansu Province, China (Grant No. 26JRRA110).

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

alter the equilibrium charge-state population of the beam.

The calculations show that, when two-stream instability becomes important, the ion-electron relative speed distribution is strongly reconstructed by the emergence of return-current electrons. Compared with the conventional thermal-electron model, the return-current component shifts a significant fraction of ion-electron collisions toward lower relative energies. As a result, part of the electron-impact ionization channel is suppressed because the corresponding collision energies fall below or closer to the ionization threshold. In contrast, the electron-capture rate increases only slightly, and this increase mainly comes from the broadening of the beam-ion velocity distribution rather than from the return-current-electron drift itself. This imbalance reduces the average charge state of the transmitted proton beam.

For typical plasma conditions with an ionization degree of 50%, an electron temperature of  $T_e = 10$  eV, and an electron density of  $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , the inclusion of two-stream-instability-induced return-current electrons lowers the average charge state by about 11.9% at 30 keV and by about 2.2% at 100 keV. The effect weakens with increasing beam energy because ionization progressively dominates over capture in the higher-energy range. Calculations with varying beam density further show a two-stage reduction behavior: the charge-state decrease first grows rapidly with increasing  $n_b/n_e$  and then becomes slower after the return-current-electron contribution approaches saturation. In comparison, the broadening of the beam-ion velocity distribution alone produces a much smaller correction to the total charge-exchange balance.

These results indicate that, for intense low-energy ion beams in plasmas, collective effects cannot be treated as a correction to transport only at the macroscopic level. Instead, they also reshape the microscopic collision-rate distribution and thereby modify the charge-state evolution itself. Since the stopping power scales approximately with the square of the projectile charge state, even a modest reduction in average charge state can lead to a noticeable change in energy deposition. The present study therefore provides a physically transparent framework for incorporating non-equilibrium electron distributions into charge-state calculations and offers useful guidance for ion-beam transport modeling in fusion and high-energy-density plasma environments.

**Keywords:** ion beam-plasma interaction, low-energy proton beams, average charge state, two-stream instability

**DOI:** [10.7498/aps.75.20260337](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260337)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20260337](https://cstr.org/urn:urn:csdn:32037.14.aps.75.20260337)



## 双流不稳定性驱动产生的回流电子对等离子体中低能质子束平均电荷态的影响

王国东 程锐 邓志刚 史路林 周泽贤 王昭 吴晓霞 陈燕红 雷瑜 王瑜玉 杨杰

## Effect of return-current electrons excited by two-stream instability on the average charge state of low-energy proton beams in a plasma

WANG Guodong CHENG Rui DENG Zhigang SHI Lulin ZHOU Zexian WANG Zhao WU Xiaoxia  
CHEN Yanhong LEI Yu WANG Yuyu YANG Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 150503 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260337

CSTR: 32037.14.aps.75.20260337

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260337>

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

霍尔推力器中电子碰撞及等离子体密度和磁场梯度激发的不稳定性

Instabilities triggered off by electron collision, plasma density gradient, and magnetic field gradient in Hall thruster

物理学报. 2025, 74(2): 025201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241330>

背景气体对激光等离子体和外磁场界面上槽纹不稳定性的影响

Influence of background gas on flute instability produced at interface between laser plasma and external magnetic field

物理学报. 2023, 72(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231108>

近玻尔速度能区高电荷态离子与激光等离子体相互作用实验研究装置

Experimental setup for interaction between highly charged ions and laser-produced plasma near Bohr velocity energy region

物理学报. 2023, 72(13): 133401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230214>

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

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

物理学报. 2024, 73(7): 073401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231736>

激光加速低能碳离子束在CHO泡沫中的电荷转移过程

Charge transfer process of laser-accelerated low-energy carbon ion beams in porous CHO foams

物理学报. 2025, 74(15): 154102 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250634>

通过关键参数调控Heliotron J装置中高能粒子驱动的不稳定性

Energetic-particle-driven MHD instability in Heliotron J adjusted via key plasma parameter

物理学报. 2026, 75(1): 154102 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251022>