

低能质子束在氢等离子体中的能损研究

邓佳川 赵永涛 程锐 周贤明 彭海波 王瑜玉 雷瑜 刘世东 孙渊博 任洁茹 肖家浩 麻礼东 肖国青 R. Gavrilin S. Savin A. Golubev D. H. H. Hoffmann

Investigation on the energy loss in low energy protons interacting with hydrogen plasma

Deng Jia-Chuan Zhao Yong-Tao Cheng Rui Zhou Xian-Ming Peng Hai-Bo Wang Yu-Yu Lei Yu Liu Shi-Dong Sun Yuan-Bo Ren Jie-Ru Xiao Jia-Hao Ma Li-Dong Xiao Guo-Qing R. Gavrilin S. Savin A. Golubev D. H. H. Hoffmann

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 145202 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.145202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.145202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I14>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

低能质子环束流与等离子体相互作用过程的一维混合模拟研究

[Interaction between low energy proton ring-beam and plasma with one-dimensional hybrid simulations](#)

物理学报.2015, 64(10): 105203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.105203>

高压耦合高功率脉冲磁控溅射的增强放电效应

[Enhanced discharge of high power pulsed magnetron sputtering coupling with high voltage](#)

物理学报.2014, 63(18): 185207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.185207>

高功率脉冲磁控溅射的阶段放电特征

[Phasic discharge characteristics in high power pulsed magnetron sputtering](#)

物理学报.2014, 63(17): 175201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.175201>

纳秒脉冲气体放电中逃逸电子束流的研究

[Runaway electron beams in nanosecond-pulse discharges](#)

物理学报.2014, 63(8): 085208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.085208>

HL-2A 第一镜挡板防护效果模拟

[Simulation of protective effect of the buffer on the first mirror in HL-2A tokamak](#)

物理学报.2011, 60(8): 085204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.085204>

低能质子束在氢等离子体中的能损研究*

邓佳川¹⁾²⁾ 赵永涛^{1)†} 程锐¹⁾ 周贤明¹⁾ 彭海波¹⁾ 王瑜玉¹⁾ 雷瑜¹⁾
 刘世东¹⁾²⁾ 孙渊博¹⁾ 任洁茹¹⁾²⁾ 肖家浩¹⁾²⁾ 麻礼东¹⁾²⁾ 肖国青¹⁾
 R. Gavrilin³⁾ S. Savin³⁾ A. Golubev³⁾ D. H. H. Hoffmann⁴⁾

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)(Institute for Theoretical and Experimental Physics, B. Chermushkinskaya 25, 117259 Moscow, Russia)

4)(Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt 64289, Germany)

(2015年1月17日收到; 2015年2月14日收到修改稿)

实验测量了 100 keV 的质子束穿过部分电离氢等离子体靶后的能量损失. 等离子体靶由气体放电方式产生, 其自由电子密度在 10^{16} cm^{-3} 量级, 电子温度约 1—2 eV, 维持时间在微秒量级. 研究表明: 质子束在等离子体靶中的能量损失与自由电子密度密切相关且明显大于在同密度条件下中性气体靶中的能量损失; 在自由电子密度达到峰值处, 通过实验结果计算得到此时的自由电子库仑对数约为 10.8, 与理论计算结果符合较好, 该值比 Bethe 公式给出的中性气体靶中束缚电子库仑对数高 4.3 倍, 相应的能损增强因子为 2.9.

关键词: 质子束, 氢等离子体靶, 能量损失, 库仑对数

PACS: 52.40.Mj, 52.80.-s, 34.50.Bw

DOI: 10.7498/aps.64.145202

1 引言

离子束在物质中的阻止过程一直是原子物理学和核物理学领域的重要研究方向. 有关离子束在中性物质中的阻止过程研究, 经过长时间的探索已积累了丰富的实验数据和理论^[1-5]. 但离子束在等离子体环境中的阻止、特别是对于高密度等离子体以及低能入射的离子束, 实验结果与现有理论模型间还存在较大差异, 实验和理论研究还需进一步深入. 离子束与等离子体的相互作用研究对重离子束驱动的高能量密度物理中重离子束的传输问题及惯性约束聚变中的快点火和自持燃烧过程有着重要的意义^[6-11].

离子束在等离子体中的阻止本领一般可以表示为:

$$S = -\frac{dE}{dx} = S_{be} + S_{fe} + S_{fi} + S_{ne},$$

其中, S_{be} 和 S_{fe} 分别是束缚电子和自由电子的阻止本领, S_{fi} 和 S_{ne} 分别对应离子和核反应的阻止本领, 一般情况下后两项效应可以忽略. 因此, 离子束在部分电离等离子体中的阻止本领可以表示为^[12]

$$S = \frac{4\pi e^4 Z_{\text{eff}}^2}{m_e v_p^2} \left[n_{be} L_{be} + G \left(\frac{v_p}{v_{th}} \right) n_{fe} L_{fe} \right], \quad (1)$$

其中, m_e 和 e 分别是电子质量和电荷; Z_{eff} 和 v_p 分别是入射离子的有效电荷和速度; v_{th} 是自由电子的热运动速度; G 是 Chandrasekhar 函数^[13], 形式为 $G(x) = \text{erf}(x) - (2x/\sqrt{\pi}) \exp(-x^2)$; n_{be} 和 n_{fe} 为束缚电子和自由电子密度, L_{be} 和 L_{fe} 分别是束缚电子和自由电子的库仑对数, 而根据已有理论^[13],

$$L_{be} = \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{\hbar\omega} \right), \quad L_{fe} = \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{\hbar\omega_p} \right),$$

* 国家自然科学基金(批准号: 11275241, 11105192, 11075192, 11275238, 11205225, 11075125)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhaoyt@impcas.ac.cn

其中 ω 为原子频率, $\hbar\omega$ 为原子的平均激发能, $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$ 为等离子体频率, $\hbar\omega_p$ 则为等离子体激元能量, 与 $\hbar\omega$ 相比, 其值明显要小.

在已有的实验研究中, Young等^[14]首次在实验上观察到了氦离子在等离子体中阻止本领增强的现象; 随后, Hoffmann等^[15]利用从 ^{40}Ca 到 ^{238}U 能量为1.4 MeV/u的多种重离子穿过由气体放电产生的氢等离子体靶, 得到的阻止本领增强倍数约为2—2.6; Belyaev等^[13]利用能量为1 MeV的质子束入射到等离子体靶得到的阻止本领增强倍数约为3.1. 然而, Jacoby等^[16]利用能量仅为45 keV/u的 ^{84}Kr 离子入射到氢等离子体靶中, 得到的阻止本领增强倍数高达35. 由以上实验研究结果可以看出, 随着入射离子能量降低, 在等离子体中的阻止本领增强效应更加明显, 而低能区的情况正是目前研究还不够充分的领域. 离子在等离子体靶中阻止本领增强的原因有两个: 一是在气体放电条件下产生的低密度等离子体中, 等离子体频率 ω_p 远小于原子频率 ω , $L_{fe} > L_{be}$ 导致离子在等离子体中有更大的能量损失, 物理上则认为入射离子更容易将能量传递给自由电子而不是束缚电子, 因为传递给束缚电子的能量必须等于相应能级差或大于电离能, 而传递给自由电子的能量则没有这个限制; 二

是离子在等离子体中电离和俘获的动态平衡过程与气体中不同, 通常俘获一个自由电子的截面远远小于俘获一个束缚电子的截面, 因此与在中性气体中相比, 离子在等离子体中有更高的有效电荷, 从而导致了能量损失的进一步增强. 我们在实验中用质子作为入射离子, 其有效电荷可以认为保持不变, 阻止本领的增强仅仅是由于库仑对数变化引起的.

本文介绍了在中国科学院近代物理研究所320 kV综合实验研究平台上开展的100 keV的质子穿过由气体放电产生的部分电离氢等离子体靶后的能量损失测量工作, 计算了自由电子和束缚电子库仑对数的比值及自由电子库仑对数, 并将实验结果与理论计算结果进行了比较.

2 实验装置和测量方法

320 kV综合实验研究平台包括电子回旋共振(ECR)离子源、静电离子加速器和5个不同的实验任务终端, 可用于研究高电荷态离子物理、原子物理、材料物理、生物物理及天体物理等. 我们在高电荷态离子物理终端上建立了气体放电等离子体靶装置及相应的探测器系统, 其结构如图1所示.

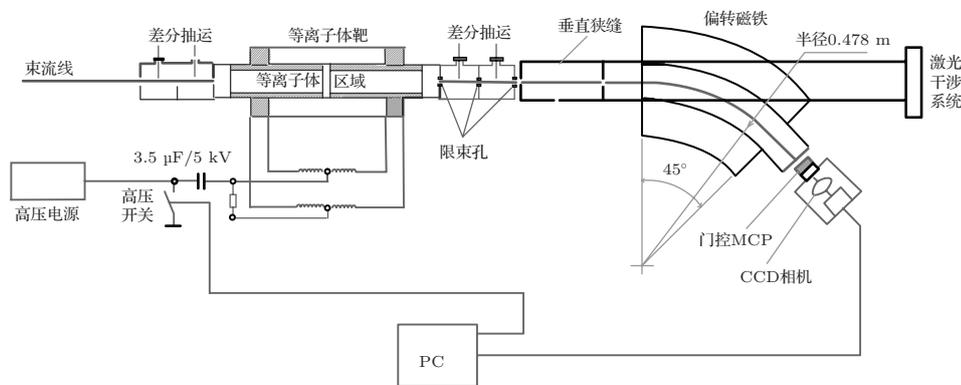


图1 实验设置原理图

Fig. 1. Schematic setup of the experiment.

离子束由14.5 GHz ECR离子源提供. 该ECR离子源能提供从质子到U离子的多种离子束, 能量范围从20q到320q keV (q为离子电荷), 流强范围从100 enA到100 eμA. 实验中使用的等离子体靶通过气体放电装置产生. 气体放电装置主要由两个长度为78 mm、直径为5 mm的石英管构成, 同时还包括进气单元、气阻单元及高压模组等部分, 其结构如图2所示. 该装置的电容为3 μF, 初始电压

为2—5 kV, 放电产生的最大电流可达2 kA, 放电电流的方向由中间向两端, 这种对称性结构可以有效抑制放电电流磁场引起的附加效应. 为了维持靶腔内的气压值和束流管线上的高真空环境, 在靶腔与外部真空管道间利用四个长度为20 mm、直径为2 mm的气阻和等离子体设备自有的两个直径为1 mm的小孔构成差分真空系统. 该差分真空系统能够实现两级间的真空度相差100倍以上, 外部真

空管道中的残留气体对离子能损造成的影响可以忽略不计^[17]. 主靶室内初始气压为1—9 mbar 的氢气气体, 产生的等离子体自由电子密度最高可达 10^{17} cm^{-3} , 电子温度约为1—2 eV.

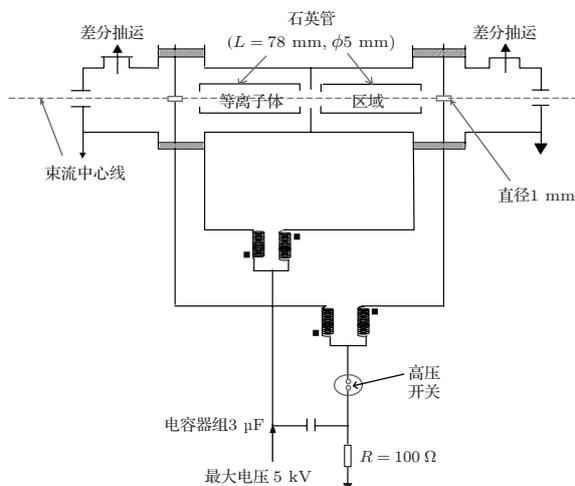


图2 气体放电装置结构示意图

Fig. 2. Structure scheme of the electric discharge device.

为了测量质子穿过氢等离子体靶后的能量损失, 在气体放电装置后端用一个半径为0.5 m 的 45° 偏转磁铁和一个门控离子计数系统 (gated ions counting system, GICS), 见图1的后半部分. GICS 使用的位置灵敏探测器由门控微通道板探测器 (两片式微通道本文 (MCP) 结构)、快响应的荧光屏和 CCD 相机三部分组成. GICS 的延迟时间范围为 200 ns—20 ms, 探测时间宽度从最小 10 ns 一直到长开模式, 其空间分辨约为 $70 \mu\text{m}$. 质子束穿过等离子体靶后的能量与初始能量有差异, 在偏转磁场中的运动轨迹相应地会发生变化, 因此在磁铁出口端的探测器上会横向偏移一定的距离, 通过测量该偏移量就能确定此时出射离子的能量. 由该偏转磁铁和探测器构成的测量系统, 其能量分辨约为 0.5 keV.

3 实验结果与讨论

实验中质子束的初始能量为 100 keV, 等离子体设备的放电电压为 3 kV. 考虑到差分真空系统的存在会造成靶腔内的气体不均匀, 首先利用质子束的能损对靶腔内在离子运动轨迹上的气体量进行了标定, 发现对于靶腔上真空计为 3 mbar 的情况, 标定的气体量折合成等效气压约为 1.035 mbar, 在实验结果处理中, 我们利用能损标定的气压值作为

实验中的真实气压值. 实验中采用罗氏线圈测量瞬时放电电流, 图3(a)显示了在实验放电条件下测量到的放电电流随时间的变化关系; 图3(b)是自由电子密度随时间的变化情况, 该自由电子密度通过激光干涉方法诊断得到, 具体可参考文献^[12]; 图3(c)为实验测量到的质子束在等离子体靶中的能量损失随时间的变化趋势. 通过比较图3中的各图可以看出, 自由电子密度和放电电流有相同的变化趋势, 而质子束的能量损失在 $1 \mu\text{s}$ 之后与自由电子密度有相同的变化趋势, 在自由电子密度达到最大时, 其能量损失也同时达到最大值, 本文将利用此最大值推断自由电子的库仑对数. 能损在 0— $1 \mu\text{s}$ 之间等离子体刚产生时有下降的趋势, 这与观察到的自由电子密度的变化趋势相反, 该能损下降可能与放电初期电子温度的突然升高有关^[18], 电子温度升高使得自由电子平均自由程增大, 碰撞频率减小, 此处能损下降不是本文讨论的重点.

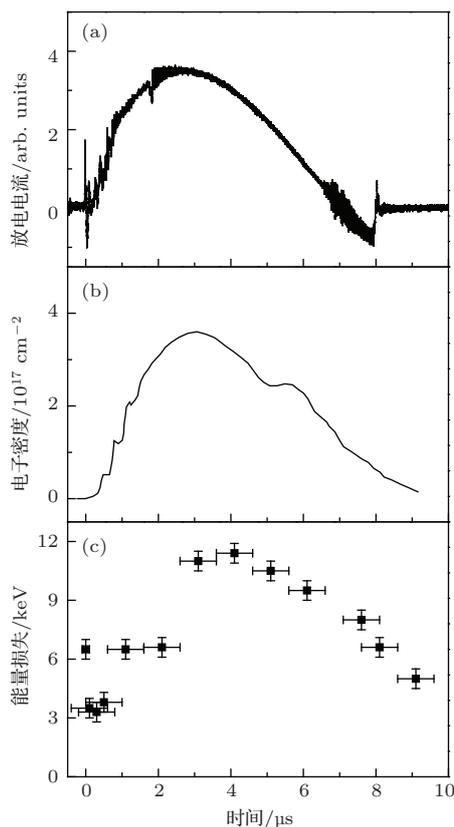


图3 (a) 罗氏线圈测量到的放电电流随时间的变化趋势; (b) 自由电子密度随时间的变化趋势; (c) 能量损失随时间的变化趋势

Fig. 3. (a) Discharge current measured by a Rogowsky coil; (b) free electron density of the plasma target as a function of time; (c) energy loss of protons in plasma target as a function of time.

对于 100 keV 的质子, 在本文的实验放电条件下等离子体温度范围在 1—2 eV 之间, 可以认为 $G(v_p/v_{th}) = 1$. 考虑两种状态的氢靶: 一种是冷气体靶, 一种是部分电离的等离子体靶. 由 (1) 式得出在气体靶和部分电离等离子体靶中的阻止本领可以分别表示为

$$-dE_c = \text{const} \times L_{bec} n_{bec} dx, \quad (2)$$

$$-dE_p = \text{const} \times (L_{bep} n_{bep} dx + L_{fe} n_{fe} dx). \quad (3)$$

实验中, 100 keV 的入射质子束最大能量损失约为 11 keV, 与初始能量相比仅损失了 10% 的能量; 库仑对数的值变化很小. 在气体靶和等离子体靶中的能损分别表示成下列两式

$$\Delta E_c = \int -dE_c = \text{const} \times L_{bec} \int n_{bec} dx, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Delta E_p &= \int -dE_p \\ &= \text{const} \times \left(L_{bep} \int n_{bep} dx + L_{fe} \int n_{fe} dx \right), \quad (5) \end{aligned}$$

其中, $\text{const} = \frac{4\pi e^4}{m_e v_p^2}$ 为常数; n_{bec} , n_{bep} 和 n_{fe} 分别为冷气体靶中的束缚电子密度、部分电离等离子体靶中的束缚电子密度和自由电子密度; L_{bec} 和 L_{bep} 分别是分子氢和原子氢的库仑对数, 形式上与 L_{be} 相同. 在此, 我们将严格区分冷气体靶和等离子体靶: 对冷气体靶, 氢以分子的形式存在, 平均激发能为 18.5 eV; 对部分电离等离子体靶, 未电离的氢以原子的形式存在, 平均激发能为 15 eV^[13]. 因此由 (4) 和 (5) 式可以得出自由电子与束缚电子库仑对数的比值:

$$\frac{L_{fe}}{L_{bec}} = \frac{\Delta E_p}{\Delta E_c^*} - \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{L_{bep}}{L_{bec}}, \quad (6)$$

其中,

$$\alpha = \frac{\int n_{fe} dx}{\int n_{fe} dx + \int n_{bep} dx}$$

是等离子体靶的电离度,

$$\Delta E_c^* = \Delta E_c \left(\int n_{fe} dx \right) / \left(\int n_{bec} dx \right)$$

是质子束在束缚电子密度数值上等于部分电离等离子体靶中自由电子密度时的气体靶中的能量损失, 我们使用了 Ziegler 给出的 100 keV 的质子在氢气体靶中的阻止本领推荐值 $5.82 \text{ eV} \times \text{cm}^2/10^{15} \text{ atoms}$ ^[19]. 实验结果显示, 在放电电流

和自由电子密度最大时, 即等离子体状态最稳定的时刻, 质子能量损失为 $\Delta E_p = 11.0 \pm 1.0 \text{ keV}$, 电离度 $\alpha = 0.55 \pm 0.05$ ^[12], 自由电子面密度为

$$\int n_{fe} dx = (3.6 \pm 0.4) \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}.$$

将 $\hbar\omega = 15 \text{ eV}$ 和 18.5 eV 分别代入 L_{bep} 和 L_{bec} , 由 (6) 式可以得出自由电子和束缚电子库仑对数的比值及自由电子库仑对数:

$$\frac{L_{fe}}{L_{bec}} = 4.3 \pm 0.6, \quad L_{fe} = 10.8 \pm 1.5.$$

通过比较质子束在气体靶和部分电离等离子体靶中的能量损失, 我们得到了自由电子库仑对数与气体靶中束缚电子库仑对数的比值及自由电子库仑对数的实验值, 误差主要来源于自由电子密度和电离度的测量误差. 将库仑对数的实验值与 Larkin^[20] 的理论值

$$\begin{aligned} L_{fe} &= \ln \frac{2m_e v_p^2}{\hbar\omega_p} \\ &= 12.13 + \ln \left[\left(\frac{E}{1 \text{ MeV}} \right) \left(\frac{10^{17} \text{ cm}^{-3}}{n_{fe}} \right)^{1/2} \right] \\ &= 10.56 \end{aligned}$$

比较, 发现在误差范围内, 实验结果与理论计算值符合得很好.

正如引言所讨论的, 在本文的实验放电条件下产生的低密度等离子体中, 等离子体激发能量 $\hbar\omega_p = 0.0056 \text{ eV}$, 远远小于气体靶中分子状态氢的平均激发能 ($\hbar\omega = 18.5 \text{ eV}$), 因此自由电子库仑对数远大于气体靶中束缚电子库仑对数, 从而导致了质子在等离子体中比气体中的能损增强. 在放电电流和自由电子密度达到峰值处, 测量到的质子在等离子体中的能量损失为 $11.0 \text{ keV} \pm 1.0 \text{ keV}$, 而此时质子在密度相同的气体靶中的能量损失仅为 3.8 keV , 相应的能损增强因子约为 2.9.

4 结 论

实验测量了 100 keV 的质子束在部分电离等离子体靶中的能量损失, 发现能量损失与自由电子密度密切相关且与放电电流有相同的变化趋势. 当放电电流达到最大时 (约 $3 \mu\text{s}$), 自由电子密度和能量损失也达到最大值, 得到了此时的能量损失为 $11.0 \text{ keV} \pm 1.0 \text{ keV}$, 库仑对数的实验值 $L_{fe} = 10.8 \pm 1.5$, 与 Larkin 等的理论值符合得较好,

相应的自由电子与束缚电子库仑对数的比值为4.3, 这是造成质子束在等离子体中能损增强的原因, 能损增强因子为2.9.

感谢中国科学院近代物理研究所 320 kV 高电荷态离子综合研究平台全体工作人员的辛勤工作.

参考文献

- [1] Bohr N 1913 *Philos. Mag.* **25** 10
- [2] Bethe H 1930 *Ann. Phys.* **397** 325
- [3] Bloch F 1933 *Ann. Phys.* **408** 425
- [4] Grande P L, Schiwitz G 1998 *Phys. Rev. A* **58** 3796
- [5] Sigmund P, Schinner A 2000 *Eur. Phys. J. D* **12** 425
- [6] 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 and Particle Beams* **30** 679
- [7] Luo Z M, Teng L J 1982 *Acta Phys. Sin.* **31** 1166 (in Chinese) [罗正明, 滕礼坚 1982 物理学报 **31** 1166]
- [8] Wang Y N, Ma T C, Gong Y 1993 *Acta Phys. Sin.* **42** 631 (in Chinese) [王友年, 马滕才, 宫野 1993 物理学报 **42** 631]
- [9] Hoffmann D H H, Weryrich K, Wahl H 1990 *Phys. Rev. A* **45** 2313
- [10] Li X M, Shen B F, Cha X J, Fang Z B, Zhang X M, Jin Z Y, Wang F C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2313 (in Chinese) [李雪梅, 沈百飞, 查学军, 方宗豹, 张晓梅, 金张英, 王凤超 2006 物理学报 **55** 2313]
- [11] Servajean A, Gardes D, Bimbot R 1992 *J. Appl. Phys.* **71** 2587
- [12] Kuznetsov A P, Byalkovskii O A, Gavrilin R O 2013 *Plasma Phys. Rep.* **39** 248
- [13] Belyaev G, Basko M, Cherkasov A 1996 *Phys. Rev. E* **2701**
- [14] Young F C, Mosher D, Stephanakis S J 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 549
- [15] Hoffmann D H H, Weyrich K, Wahl H 1990 *Phys. Rev. A* **42** 2313
- [16] Jacoby J, Hoffmann D H H, Laux W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1550
- [17] Li Y F, Zhao Y T, Cheng R, Peng H B, Zhou X M, Li J Y, Yu Y, Wang X, Ren J R, Wang Y Y, Lei Y, Sun Y B, Liu S D 2014 *Nucl. Phys. Rev.* **31** 120 (in Chinese) [李永峰, 赵永涛, 程锐, 彭海波, 周贤明, 李锦钰, 虞洋, 王兴, 任洁茹, 王瑜玉, 雷瑜, 孙渊博, 刘世东 2014 原子核物理评论 **31** 120]
- [18] Hu Z H, Song Y H, Mišković Z L 2011 *Laser and Particle Beams* **29** 299
- [19] Ziegler J F <http://www.srim.org>[2014-10-15]
- [20] Larkin A I 1960 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **37** 186

Investigation on the energy loss in low energy protons interacting with hydrogen plasma*

Deng Jia-Chuan¹⁾²⁾ Zhao Yong-Tao^{1)†} Cheng Rui¹⁾ Zhou Xian-Ming¹⁾ Peng Hai-Bo¹⁾
 Wang Yu-Yu¹⁾ Lei Yu¹⁾ Liu Shi-Dong¹⁾²⁾ Sun Yuan-Bo¹⁾ Ren Jie-Ru¹⁾²⁾
 Xiao Jia-Hao¹⁾²⁾ Ma Li-Dong¹⁾²⁾ Xiao Guo-Qing¹⁾ R. Gavrilin³⁾ S. Savin³⁾
 A. Golubev³⁾ D. H. H. Hoffmann⁴⁾

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

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

3) (*Institute for Theoretical and Experimental Physics, B. Chermushkinskaya 25, 117259 Moscow, Russia*)

4) (*Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt 64289, Germany*)

(Received 17 January 2015; revised manuscript received 14 February 2015)

Abstract

Energy loss of protons with energy 100 keV penetrating the partially ionized hydrogen plasma target was measured. The plasma target was created by electric discharge in the hydrogen gas, the state of the plasma target was diagnosed by using the laser interferometry method: the free electron density is up to 10^{16} cm^{-3} , temperature is about 1–2 eV, and the plasma target may exist at the microsecond level. It is found that the energy loss of protons is closely related to the free electron density, and the energy loss data enable us to infer the value of the Coulomb logarithm (10.8) for the stopping power of the free electrons. This agrees well with the theoretical prediction which is 4.3 times higher than that given by the Bethe formula for neutral hydrogen, which is a little bigger than Hoffmann's result but much smaller than Jacoby's result. Comparing our result with Hoffmann's, the energy we used is only 100 keV, much lower than 1.4 MeV/u, and the low-energy regime we applied could be the cause of the increase in the enhancement factor. However, in the comparison between our result and the Jacoby's, the effective charge for protons is almost constant, unlike the Kr^+ impact in which the enhanced ion charge state induces the giant enhancement factor. Compared to the gas target, the energy loss enhancement factor in plasma target is 2.9.

Keywords: proton, plasma target, energy loss, coulomb logarithm

PACS: 52.40.Mj, 52.80.–s, 34.50.Bw

DOI: 10.7498/aps.64.145202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11275241, 11105192, 11075192, 11275238, 11205225, 11075125).

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