

利用质子能损检测气体靶区有效靶原子密度的实验研究

陈燕红 程锐 张敏 周贤明 赵永涛 王瑜玉 雷瑜 麻鹏鹏 王昭 任洁茹 马新文 肖国青

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

Chen Yan-Hong Cheng Rui Zhang Min Zhou Xian-Ming Zhao Yong-Tao Wang Yu-Yu Lei Yu Ma Peng-Peng Wang Zhao Ren Jie-Ru Ma Xin-Wen Xiao Guo-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 044101 (2018) DOI: 10.7498/aps.20172028

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20172028>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高效在线测量加速实验中双极晶体管结温方法的研究

High-efficiency on-line measurement of junction temperature based on bipolar transistors in accelerated experiment

物理学报.2017, 66(22): 224703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.224703>

瞬态大电流测量结温中校温曲线弯曲现象的研究

Bending phenomenon of temperature calibration curve in junction temperature measurement by the high transient current

物理学报.2015, 64(18): 184704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184704>

电子束放射照相的特性与参数优化

Characteristics and parameter optimization of electron beam radiography

物理学报.2015, 64(15): 154101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154101>

三维燃烧介质和壁面温度的非接触联合重建研究

Research on simultaneous reconstruction of the temperature distribution of a 3D participating medium and its boundary

物理学报.2012, 61(13): 134702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.134702>

利用质子能损检测气体靶区有效靶原子密度的实验研究*

陈燕红¹⁾ 程锐^{1)†} 张敏¹⁾³⁾ 周贤明¹⁾³⁾ 赵永涛^{2)‡} 王瑜玉¹⁾ 雷瑜¹⁾³⁾
麻鹏鹏¹⁾⁴⁾ 王昭¹⁾⁴⁾ 任洁茹²⁾ 马新文¹⁾ 肖国青¹⁾

1)(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

2)(西安交通大学, 西安 710049)

3)(中国科学院大学, 北京 100049)

4)(西北师范大学, 兰州 730070)

(2017年9月13日收到; 2017年12月11日收到修改稿)

准确测量气态靶区的有效靶原子密度能够提升离子与气体和离子与等离子体靶相互作用实验结果的精度和对物理过程的认识. 实验中利用离子加速器引出的100 keV质子束穿过一定长度的氢气靶, 对质子的剩余能量进行了精确测量, 获得了在气体靶内的质子能损数据, 结合已有的能损研究结果, 重新标定了气体靶区内的有效靶原子密度. 分别比较了能损、电离型真空计IonIVac ITR 90和薄膜电容型真空计Varian CDG-500的实验测量结果, 对比了修正后的电离型真空计有效气压曲线, 结果发现质子束能损的测量方式具有原位、高准确性、在线监测等突出优势, 为诊断气态靶有效原子密度提供了新的方法.

关键词: 质子束, 气体靶, 能量损失, 有效靶原子密度

PACS: 41.75.-i, 47.80.Fg, 34.50.Bw

DOI: 10.7498/aps.67.20172028

1 引言

利用加速器引出的离子开展离子与物质相互作用过程的研究, 是认识世界的一种重要手段, 一直是原子物理学、材料科学、生物技术等领域的重要研究方向. 气态作为物质的一种基本形态, 具有重要的研究价值. 有关离子与气体相互作用的研究工作已经开展了相当长的时间, 特别是离子在气体中能量损失的研究, 取得了许多重要的研究成果^[1-8]. 目前的技术中, 利用气体放电的方式是产生等离子体物质状态的一种最常用、最有效的技术手段^[9]. 作为物质第四态的等离子体状态, 普遍存在于天体环境中, 因此离子与等离子体相互作用的

研究在天体物理领域具有极其重要的意义. 同时鉴于等离子体技术的快速发展, 相关研究在材料表面工程处理、化学工程控制、新型离子源与加速器发展等应用领域, 也具有重要的应用价值. 离子与等离子体相互作用过程的研究能为可控核聚变、高能量密度物理、地球物理等新的学科提供重要的实验手段与关键参数^[10-15]. 而上述各项研究中, 顺利开展离子束与气体和离子束与等离子体相互作用的实验关键问题之一, 就是精确测定气体类靶区的有效原子密度, 为相互作用过程的定量化描述提供重要的基础实验数据.

人们通常采用气体压强计(或真空计)对气体靶区密度进行测定, 此种方式具有便捷、直观的特

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2017YFA0402303)和国家自然科学基金(批准号: U1532263, 11505248, 11375034, 11775042, 11775278, 11605147)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chengrui@impcas.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: zhaoyongtao@xjtu.edu.cn

点. 但是该类压强测量设备往往需放置在气体靶区的边缘位置, 只能对真空计周围一定范围内并已达到稳定平衡状态的气体密度进行测量. 由于真空计自身的设计特点, 其测量范围往往有限, 如电容型真空计一般只具有4个量级的有效测量区间; 热阴极电离型真空计对氢气、氦气和空气等不同种类的气体, 测量灵敏度差异巨大, 测量值与真实值之间相差很大, 需要进行必要的修正. 最为关键的问题是: 传统真空计难以工作在强辐射场环境以及高温等离子体环境中, 因为强辐射可能引起大幅度的背景噪音以及设备使用寿命的快速衰减. 气体放电产生等离子体的过程中, 可能会产生上千安培的电流^[16], 也可能对真空计结构造成物理性的永久损伤. 因此, 真空计在设计上往往会要求与实验靶区必须保持相当长的距离. 但是对于一个非均匀密度分布的靶区(如真空差分系统), 真空计难以准确测量核心区域的有效靶原子密度, 极大地影响实验结果的准确性. 传统真空计设备测量的工作频率也较低, 难以实现实时的动态测量. 因此从实验技术发展的要求上, 迫切需要发展一种能够应用于强辐射场以及高温等离子体环境中, 具有原位测量和快速时间响应的气体密度诊断新技术, 满足日益发展的离子与气体和离子与等离子体相互作用及相关极端环境条件下的实验研究需求.

基于上述研究意义和实际需求, 本文提出了一种新的测量方法: 利用一定动能的质子束穿过气体靶区, 精确测量出射离子能量, 得到质子在气体靶的高精度能损数据. 结合现有的理论并参考相关数据库, 标定出气体靶区内沿离子径迹方向的靶原子密度. 采用快时间响应的离子能量探测器系统, 实时监测气体靶区内的靶原子密度变化. 本文详细介绍了该实验装置与测量方法, 对比了实验能损结果与传统真空计测量结果, 分析讨论了该方法的准确性与可靠性.

2 实验方法

实验研究基于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开展的. 该实验平台包括一个永磁的电子回旋共振(electron cyclotron resonance, ECR)离子源、静电离子加速器、束流传输系统和不同的实验物理终端. 可以开展包括高电荷态离子物理、原子分子物理、材料辐照效应研究、物质表面纳米尺度改性以及离子-气体/等离子体相互作用过程等不同方向的研究工作^[17]. 基于此平台上的离子-气体/等离子体相互作用研究终端, 开展了实验测量工作, 实验装置示意图见图1.

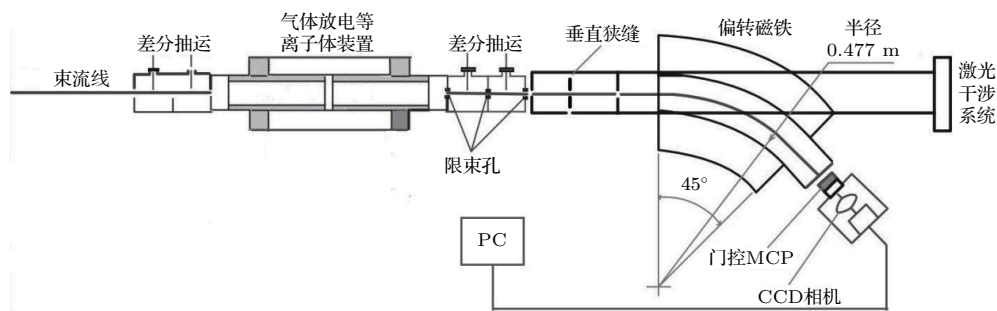


图1 实验装置示意图

Fig. 1. The schematic diagram of the experimental setup.

实验测量的过程可简单描述为: 从加速器引具有一定动能的质子束, 传输进入到气体靶区, 质子与气体原子相互作用而损失掉一部分能量, 剩余能量保持质子继续向前飞行, 并最终穿过气体靶区. 出射的离子经过后端特殊设计的束流光学准直系统, 进入能量测量谱仪系统中, 在磁铁偏转下到达一个具有高空间分辨能力的探测器上^[17]. 能量不同的质子将到达探测器的不同位置, 因而从质子

位置的差异得到相对应的能损信息. 结合理论与能损数据库, 精确测量出气体靶区内沿离子飞行路径上的靶原子密度数值.

实验所需的高品质质子束由中国科学院近代物理研究所的全永磁的14.5 GHz ECR离子源提供. 该ECR离子源能够提供包括质子到Eu离子的多种类离子束, 能量范围从20q到320q keV (q为离子电荷)连续可调, 流强范围从100 enA

到 100 μA . 本实验中从离子源引出的质子经过加速腔加速到 100 keV 的能量, 后经过偏转、聚焦和准直到达实验靶区. 实验靶区为一个名为气体放电等离子体的装置, 由两根直径 5 mm、总长度 220 mm 的石英管串联构成. 实验中为了实现质子束从真空束线环境到高压气体靶环境的无窗式传输, 特别设计了一套三级的真空差分系统. 该系统由进气控制阀门(进气针阀组件)、气阻组件和大功率排气系统(分子泵加机械泵组合)三个独立单元构成, 能够在维持离子束线真空度 10^{-6} — 10^{-7} mbar 量级条件下, 实现气体靶区内气压范围从 10^{-4} —10 mbar 的连续可调, 每一级差分单元内外系统压强相差 100 倍以上, 因此外部差分系统的束线中残留的气体可作为次要因素而忽略. 为保证实验的重复性和测量的准确性, 我们在气体靶室的两端, 即束流入口和出口处分别安装了直径为 1 mm 的限束光阑, 准直入射离子束流. 实验中的气体靶选择高纯度氢气(纯度高于 99.999%), 并利用微调机械针阀与差分系统, 调整靶区气压到所需数值, 保持长时间的稳定. 对于该系统, 还可以利用储能电容和高压脉冲放电开关, 将气体电离为全电离的氢等离子体, 进一步开展离子束与等离子体相互作用的相关实验研究, 相关内容可参阅文献 [16].

3 实验结果与讨论

图 2 展示了利用能量测量谱仪得到的实验结果: 直径为 1 mm 的 100 keV 的质子束穿透不同气压(其初始气压值由 IonIVac ITR 90 测定)条件下的氢气靶时被探测器系统记录的原始结果. 为了利于观察实验结果的差异, 将不同压强条件下的离子束斑位置结果分排显示. 从图中可以清楚地看到气压逐渐升高, 离子束的位置相应地不断左移, 表明质子束在更高气压气体中损失了更多的能量, 其飞行速度不断下降, 在相同强度磁场条件下, 运动产生了更大的偏转. 随着气压的增加, 离子束与气体原子能发生更多次的碰撞, 造成了离子动量分散和能量分散的增加, 因此结果中也显示了离子束斑直径尺寸的不断增大.

质子与气体相互作用损失能量的方式主要为以下两种 [18]: 1) 质子与靶原子核外电子发生非弹性碰撞-电子能损过程, 导致核外电子激发或电离, 这种机制引起的能量损失在我们的研究中占据主

要部分; 2) 质子与靶原子核的弹性碰撞, 即核能损过程, 当质子能量较低(如 $E \leq 10$ keV)时占主导, 在我们的实验中可不予考虑. 通常离子在气体靶中电子能损可近似由 Bethe 公式描述 [5], 其表达式如下:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z_1^2}{m_e v^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} \right], \quad (1)$$

其中 Z_1 是入射离子原子序数; m_e 和 e 分别是电子质量和电荷; v 是入射离子速度; I 是靶原子的电离能; n 是靶物质的电子密度, $n = N_A Z_2 \rho / A$, 式中 N_A 为阿伏伽德罗常数, Z_2 是靶原子序数, ρ 为靶子密度, A 是靶原子相对原子质量.

$$\Delta E = \int_0^{\Delta l} -\frac{dE}{dx} dx, \quad (2)$$

$$\rho \Delta l = \Delta E \frac{m_e v^2}{4\pi Z_1^2} \frac{A}{N_A N_2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^{-2} \times \sum_{v_0}^{v_1} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} \right]^{-1}. \quad (3)$$

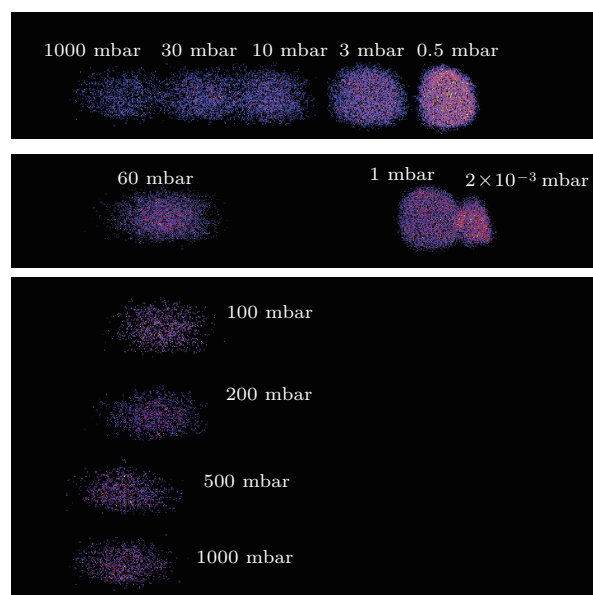


图 2 100 keV 的质子束穿过不同气压条件的氢气靶, 经过二极偏转磁铁后到达位置灵敏探测器的不同位置

Fig. 2. The experimental results that proton beams of 100 keV pass through the hydrogen target with different pressures and arrive at the different positions by deflecting of the dipole magnet.

在实验中测量到的是质子穿过 220 mm 长度氢气靶后的能量损失, 这部分能量主要是入射质子与氢原子核外电子碰撞多次累加产生的. 在质子飞行路径上, 参与能量损失过程的靶原子线密度能够通过表达式 (3) 得出, 并最终推导出气体靶区内的

平均有效原子密度. 我们将其转化为有效压强的数值, 以便于下一步的比较分析.

在实验中, 电离型 IonIVac ITR 90 真空计与电容型真空计 Varian CDG-500 同时被用于测量气体靶区的压强, 所得数值同质子束能损测量得到的有效气压进行了比较. 对于 IonIVac ITR 90 型真空计, 在不同种类的气体环境中, 其显示值与有效值之间存在巨大的差异, 生产厂商已明确认识到该问题, 并在说明书中标明了相应的修正关系. 同样, 依照该经验公式对 IonIVac ITR 90 真空计测量数值修正后的有效气压值一同列入进行分析比较, 结果如图 3 所示. 为了便于讨论, 将横坐标定义为电离型真空计 IonIVac ITR 90 的显示气压数值, 纵坐标为气体靶区内的有效气压数值.

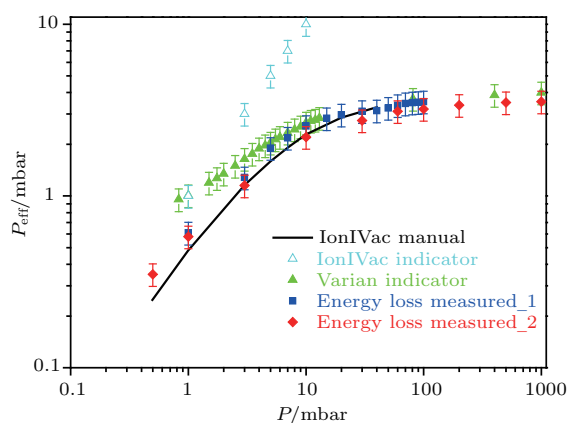


图 3 利用 IonIVac ITR 90 电离型真空计 (Δ), Varian CDG-500 薄膜电容型压强真空计 ($\blacktriangle$) 和利用 100 keV 质子在氢气体中的能损测量出的气体靶区内压强数值 ($\blacksquare$, $\blacklozenge$ 为两次重复的实验), 以及按照厂商经验公式对 IonIVac ITR 90 电离型真空计显示数值修正后有效气压数据以实线标识

Fig. 3. The comparison of the effective pressure and the indicated pressure by IonIVac ITR 90 vacuum meter. The IonIVac ITR 90 ionization type vacuum gauge results are shown by Δ ; the Varian CDG-500 thin film capacitive type vacuum gauge results are shown by $\blacktriangle$. The results of energy losses are shown by $\blacksquare$ and $\blacklozenge$, which means the twice experimental measurements. The corrected effective pressure is shown by a solid line according to the recommended formula.

从图 3 中可以看出, 电离型真空计对于氢气和常规空气具有完全不同的测量敏感度. 实验中, 该型真空计测量数值一度达到了 1000 mbar, 然而其修正后的实际有效气压也仅仅为 3 mbar 左右. 通过比较能损数据结果和修正公式的有效气压结果, 两者间有着相同的变化趋势, 其数值大小能够较好

地符合, 表明我们采用的质子能损测量方法能够非常准确地标定出气体靶室内的有效气压数值. 两次重复实验测量结果也高度符合, 进一步表明质子能损测量的方法具有很好的可重复性和可靠性.

类似地, 将薄膜电容型真空计测量的结果也与能损结果进行了比较. 虽然该真空计对气体种类没有选择性的问题, 其测量有效气压在压强较高的区间同能损测量结果和修正后的电离真空计结果符合良好. 但是随着靶区内气体量的减少, 如有效气压 2 mbar 以下时, 该类真空计测量的结果明显高出了能损结果与修正后的电离真空计有效气压, 且随着气压降低, 差异越来越明显. 对于所选用的 Varian CDG-500 真空计, 其正常测量工作区间约为 10^{-3} —10 mbar. 然而, 当靶腔内气体量在 1 mbar 及以下时, 我们认为其测量的准确性已经出现了明显的下降. 相比较而言, 利用质子能损的测量方式, 配合高精度的离子能损测量系统, 能够实现对不同种类气体、宽压强范围的有效气压的准确测量. 实验中所用测量系统的能量分辨率约为 0.5 keV, 再考虑到计算过程中各种误差, 标定出该能损方法检测有效气压的误差小于 10%.

将电离型真空计和薄膜电容型真空计作为实验对比组, 是因为这两类真空计使用广泛, 具有典型性. 电离型真空计测量原理是在热阴极产生大量电子, 电子经加速场加速获得足够的能量以离化周围的气体靶原子. 被离化的正离子被收集器收集, 由此产生离子电流, 电流的大小与气体密度成正比. 该种真空计具备测量精度高、预热时间短、测量范围广等优势. 然而对工作环境要求苛刻, 不适合强辐射环境, 同时对不同种类的测量气体具有不同的修正系数. 在我们的实验环境中, 周围存在高频离子源、射频脉冲电源等设备, 对该真空计的测量必然造成干扰. 在离子能损实验测量中, 离子慢化的过程也将造成大量的气体电离, 也可能影响真空计的测量过程. 因此, 电离型真空计不能胜任辐射环境中离子参与的相关实验测量工作. 从图 3 中可以明显看到, 电离型真空计测量值与依照修正公式得到的有效气压值之间存在巨大差异. 但此有效气压值与利用质子能损直接得到的有效气压值高度符合, 表明了质子能损标定气压具有直观、高效与准确的特点. 在质子辐射场中同样能准确快速标定出气体靶密度, 其抗干扰能力突出.

薄膜电容型压强真空计是依据金属薄膜构成

的一个电容器件, 气体压力对金属膜作用而使其产生形变, 利用形变导致的电容改变量来测量气体压强. 其反应速度快, 灵敏度较高、不受气体种类和成分的影响等. 然而其有效测压范围较窄, 准确度也不高, 同样需要稳定的温度与较干净的外场测量环境. 测量开始时往往还需要较为复杂的初始化操作和一定的预热时间. 我们的实验中, 质子束与气体靶作用时, 由于有能量的沉积, 势必引起气体靶温度的升高(即使很小), 也可能影响真空计测量的准确度. 图3的结果也显示了在较低气压条件下的该型真空计测量结果明显高于质子能损结果与修正后的电离型真空计结果.

通过理论与实验测量的对比发现, 电离型真空计和薄膜电容型真空计不适合高辐射环境和离子束与气体/等离子体相互作用实验中, 无法保障其工作状态的稳定和测量的准确度. 同时受限于测量器件本身的构造, 无法对离子路径上的靶原子密度进行原位和实时的测量, 而这种测量方式对于动态变化的气态靶是非常关键和重要的. 利用质子能损的方法, 除了能够得到准确的高精度气体靶原子密度和有效压强数值外, 其原位方式的测量, 可工作于强辐射背景环境(等离子体中), 具有实时在线监测动态演化的靶原子密度等特性, 都是现有的气体类压强测量设备根本无法做到的, 在极端实验环境的测量中具有突出的优势.

4 结 论

基于中国科学院近代物理研究所加速器装置, 利用实验测量了纳安量级水平的100 keV质子穿过220 mm长度的氢气体靶后的质子能量损失, 结合现有的离子能损公式, 获得了气体靶区内的有效靶原子密度数值. 同传统的气体压强测量设备结果进行了比较, 发现电离型真空计测量结果对不同种类气体是有明显的选择性, 需要进行相应的较复杂的数据修正, 才能与实验能损结果相接近. 对于电容型真空计, 在气体压强较低条件下, 明显大于能损标定结果. 由于这两类气体测量设备的构造和工作能力限制, 无法满足复杂辐射场环境下有离子束参与情况下的气体有效靶原子密度的测量工作. 相比而言, 利用质子束能损的方式能够直观准确地标定出离子运动径迹方向上的有效靶原子密度, 并实现动态实时检测. 这些优势对于发展和提升离子与

等离子体相互作用, 离子束驱动的高能量密度物理等前沿课题的研究具有重要的作用, 同时在其他科研和工业应用领域具有非常大的发展潜力.

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工作人员的辛勤工作以及所提供的高品质束流.

参考文献

- [1] Bohr N 1913 *Philos. Mag.* **25** 10
- [2] Hoffmann D H H, Weyrich K, Wahl H, Gardès D, Bimbot R, Fleurier C 1990 *Phys. Rev. A* **42** 2313
- [3] Jacoby J, Hoffmann D H H, Laux W, Müller R W, Wahl H, Weyrich K, Boggasch E, Heimric B, Stöckl C, Wetzler H, Miyamoto S 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1550
- [4] Grande P L, Schiwitz G 1998 *Phys. Rev. A* **58** 3796
- [5] Bethe H 1930 *Ann. Phys.* **397** 325
- [6] Gardes D, Bimbot R, Rivet M F, Servajean A, Fleurier A, Hong D, Deutsch D, Maynard G 1990 *Laser Particle Beams* **8** 575
- [7] Koshkarev D G 2002 *Las. Part. Beams* **20** 595
- [8] Deutsch C, Maynard G, Bimbot R, Gardes D, DellaNegra S, Dumail M, Kubica B, Richard A, Rivet M F, Servajean A, Fleurier C, Sanba A, Hoffmann D H H, Weyrich K, Wahl H 1989 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **278** 38
- [9] Weyrich K, Hoffmann D H H, Jacoby J, Wahl H, Noll R, Haas R, Kunze H, Bimbot R, Gardes D, Rivet M F, Deutsch C, Fleurier C 1989 *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A* **278** 52
- [10] Servajean A, Gardes D, Bimbot R, Dumail M, Kubica B, Richard A, Rivet M F, Fleurier C, Hong D, Deutsch C, Maynard G 1992 *J. Appl. Phys.* **71** 2587
- [11] Casas D, Barriga-Carrasco M D, Rubio J, Moralea R 2014 *Glob. Nest. J.* **16** 1085
- [12] Belyaev G, Basko M, Cherkasov A, Golubev A, Fertman A, Roudskoy I, Savin S, Sharkov B, Turtikov V, Arzumanov A, Borisenko A, Gorlachev I, Lysukhin S, Hoffmann D H H, Tauschwitz A 1996 *Phys. Rev. E* **53** 2701
- [13] Hoffmann D H H, Weyrich K, Wahl H, Peter T, Meyer T V J, Jacoby J, Bimbot R, Gardès D, Rivet M, Dumail M, Fleurier C, Sanba A, Deutsch C, Maynard G, Noll R, Haas R, Arnold R, Masuimann S 1988 *Z. Phys. A: Atom. Nucl.* **330** 339
- [14] Wang Y N, Ma T C, Gong Y 1993 *Acta Phys. Sin.* **42** 631 (in Chinese) [王友年, 马腾才, 宫野 1993 物理学报 **42** 631]
- [15] Tsuneta S 1996 *Astrophys. J.* **456** 840
- [16] Deng J C, Zhao Y T, Cheng R, Zhou X M, Peng H B, Wang Y Y, Lei Y, Liu S D, Sun Y B, Ren J R, Xiao J H, Ma L D, Xiao G Q, Gavrilin R, Savin S, Golubev A, Hoffmann D H H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 145202 (in Chinese)

- Chinese) [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, Gavrilin R, Savin S, Golubev A, Hoffmann D H H 2015 物理学报 **64** 145202]
- [17] Cheng R, Zhou X M, Sun Y B, Lei Y, Wang X, Xu G 2011 *Phys. Scr.* **T114** 014015
- [18] Lu T X 2000 *Atomic Nuclear Physics* (Vol. 2) (Beijing: Atomic Energy Press) pp55–56 (in Chinese) [卢希庭 2000 原子核物理 (第二版)(北京: 原子能出版社) 第55—56页]

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

Chen Yan-Hong¹⁾ Cheng Rui^{1)†} Zhang Min¹⁾³⁾ Zhou Xian-Ming¹⁾³⁾ Zhao Yong-Tao^{2)‡}
 Wang Yu-Yu¹⁾ Lei Yu¹⁾³⁾ Ma Peng-Peng¹⁾⁴⁾ Wang Zhao¹⁾⁴⁾ Ren Jie-Ru²⁾
 Ma Xin-Wen¹⁾ Xiao Guo-Qing¹⁾

1) (Institute of Modern Physics, Chinese Academic of Science, Lanzhou 730000, China)

2) (Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

3) (University of Chinese Academic of Scienc, Beijing 100049, China)

4) (Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China)

(Received 13 September 2017; revised manuscript received 11 December 2017)

Abstract

The investigations of interaction processes between ion beams and gas and between ion beams and plasma play important roles in atomic physics, astrophysics, high energy density physics, and inertial confinement fusion. The atomic density of target is one of the key experimental parameters which may determine the interaction mechanism and experimental results. How to precisely diagnose the atomic density of target in different matter states, like gas phase and plasma phase, is challenging work on the experiments in laboratory. Conventionally the vacuum gauges are used to measure the pressure inside the gas target, but the accuracy is limited for a complex target system and they can hardly work in a strong radiation surrounding, especially in plasma where the high temperature can physically damage the gauges. Therefore we propose a new method to measure the atomic densities for both gas target and plasma target based on the heavy ion beam accelerator facility at the Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences. In our experiment the protons are extracted from an electron cyclotron resonance ion source (ECRIS) and accelerated to 100 keV then transmitted to the target. A two-stage differential pumping system is constructed to keep 10^{-7} mbar order of magnitude in beam line when the gas is filled into the target area where the pressure could increase to higher than 1 mbar. A 45° dipole magnet is used to bend the protons which have passed through the gas. The energy is determined by the different positions of protons at the position-sensitive detector which is placed at the end of magnet. Consequently the energy losses of protons at different pressures are obtained. There have been proposed many theories for calculating

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2017YFA0402303) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U1532263, 11505248, 11375034, 11775042, 11775278, 11605147).

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

‡ Corresponding author. E-mail: zhaoyongtao@xjtu.edu.cn

the energy loss of protons in gas, and we chose the very popular code named SRIM to simulate the experimental case. Finally the effective linear atomic density of target along the ion beam trajectory in the target area is obtained. For comparison, the conventional vacuum gauges (one is the hot cathode gauge—IonIVac ITR 90 and the other is capacitance diaphragm gauge—Varian CDG-500) are simultaneously used in the experiment. The results show that the recalibrated effective pressure obtained by the energy loss is close to the pressure measured by Varian CDG-500 but much lower than the pressure from IonIVac ITR 90. Only after the detection efficiency correction, could the corrected results of IonIVac ITR 90 be coincident with the effective pressure obtained according to energy loss. Moreover we find that the effective atomic density determined by the protons energy loss shows that these advantages over the conventional gauges are not only the high accuracy and reliability but also the in-situ measurement, high temporal resolution and the ability to work in the complex radiation and hot plasma environment. These properties may play a great role in the experimental researches and relevant topics.

Keywords: proton beam, gas target, energy loss, effective atomic density number

PACS: 41.75.-i, 47.80.Fg, 34.50.Bw

DOI: [10.7498/aps.67.20172028](https://doi.org/10.7498/aps.67.20172028)