



## 中能质子注量率测量

张艳文 郭刚 肖舒颜 殷倩 杨新宇

### Measurement of medium-energy proton flux

Zhang Yan-Wen Guo Gang Xiao Shu-Yan Yin Qian Yang Xin-Yu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 012902 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211561

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211561>

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

## 中能质子注量率测量\*

张艳文<sup>†</sup> 郭刚 肖舒颜 殷倩 杨新宇

(中国原子能科学研究院核物理研究所, 国防科技工业抗辐照应用技术创新中心, 北京 102413)

(2021 年 8 月 24 日收到; 2021 年 9 月 1 日收到修改稿)

质子是太空辐射环境中的主要粒子成分, 随着半导体工艺向着小尺寸高集成度方向不断发展, 质子单粒子效应不容忽视. 通过加速器模拟空间辐射进行地面实验是评价质子单粒子效应最重要的手段, 质子注量率的准确测量是器件考核评估过程中最关键的环节. 本文基于原子能院 100 MeV 质子单粒子效应辐照装置, 突破了宽量程中能质子注量率测量技术, 开发了法拉第筒、塑料闪烁体探测器和二次电子发射监督器等探测工具, 可以对束流进行宽量程范围准确测量, 解决了质子注量率在  $10^6$ — $10^7$  p·cm<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup> 范围内难以测量的关键难题, 并进行了注量率不确定度的分析研究, 同一注量率下法拉第筒和塑料闪烁体探测器的实验测量误差与理论分析误差相符. 对中能质子注量率测量达到了国际同类装置水平. 该研究建立的中能质子注量率测量系统和不确定度分析方法, 为准确评估元器件辐射效应奠定了基础.

**关键词:** 中能质子, 注量率测量, 束流探测器, 不确定度分析**PACS:** 29.27.Fh, 41.85.Qg, 95.55.Vj**DOI:** 10.7498/aps.71.20211561

## 1 引言

质子是太空辐射环境中的主要粒子成分, 银河宇宙射线中的质子含量为 85%, 能量分布范围从 KeV 到 GeV; 地球俘获带和太阳宇宙射线中主要成分也是质子<sup>[1]</sup>. 现代半导体工艺向着小尺寸、高频率、高集成度等方向不断发展, 导致器件和芯片敏感单元的体积和间距不断减小, 发生单粒子效应的临界电荷越来越低<sup>[2]</sup>, 中高能质子对器件产生的辐射效应危害不容忽视. 空间质子引起器件单粒子效应的重要性日渐显著, 为确保航空航天器件和芯片在轨安全和正常运行就要对其进行加速器质子地面模拟辐照试验<sup>[3–5]</sup>.

国外有关中高能质子加速器的建设及相应的束流测量研究起步较早, 例如印第安纳大学回旋加速器设施 (IUCF) 可以提供高达 205 MeV 的质子束, 并专门设有两个质子辐照测试束线和终

端 RERS1 和 RERS2<sup>[6]</sup>, 其束流测量工具包括法拉第筒、透射电离室、剂量胶片等. 瑞士保罗谢勒研究所 (PSI) 和欧洲航天局 (ESA) 共同建成的质子辐照专用装置 (PIF) 广泛应用于空间辐照以及其他学科的研究中<sup>[7]</sup>, 其束流测量工具包括法拉第筒、二次电子发射监督器、剂量胶片等. 加拿大 TRIUMF 质子加速器能够提供 65—500 MeV 能量范围的质子束流, 并建设有相应的 BL1B 和 BL2C 两条质子辐照束线<sup>[8]</sup>, 其束流测量工具包括法拉第筒、二次电子发射监督器、透射电离室、剂量胶片、硅二极管探测器等. 国外开展质子束流测量的工具较为全面, 能满足器件测试需求, 由于不同探测器具有不同的响应范围, 在  $10^6$ — $10^7$  p·cm<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup> 注量率区间进行交叉检验是关键难题.

国内目前只有少数质子加速器能够正常出束运行<sup>[9–11]</sup>, 中国原子能科学研究院 100 MeV 紧凑型强流质子回旋加速器是国内最早出束的中能质子加速器, 基于该加速器进行了前期的束流线设

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11805281) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: zhangyanwen415@163.com

计<sup>[12]</sup>及降能方式的研究<sup>[13]</sup>. 如何准确测量质子注量率及进行相应测量系统不确定度的分析是器件辐射效应测量中最关键的环节, 国内无可借鉴的成熟的中能质子束流诊断经验, 需根据原子能院单粒子束流特点加工定制, 满足宽量程中能质子束流准确测量的需求.

本文依托 100 MeV 质子回旋加速器单粒子效应辐照装置, 建立了中能质子注量率测量系统, 进行了中能质子注量率准确测量研究工作, 并可以再在  $10^6$ — $10^7$  p·cm<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup> 注量率范围区间进行不同探测器之间的交叉检验, 建立了不确定度分析方法, 为后续元器件辐射效应准确评估奠定了基础.

## 2 中能质子探测器测量原理

质子注量率测量工具通常包括两类<sup>[14]</sup>, 一类是绝对测量工具, 如法拉第筒、闪烁体探测器、Au-Si 面垒探测器等, 其特点是全部或部分阻止入射质子, 但不能监测器件辐照过程中的束流变化情况; 另一类是相对测量工具, 如二次电子发射监督器、透射式电离室等, 该类探测器整体厚度较薄, 质子束流穿过探测器后能量损失和角度畸离可以忽略, 经过刻度后可以在线实时监测束流的变化情况. 本文建立的中能质子束流测量探测器主要包括法拉第筒、塑料闪烁体探测器和二次电子发射监督器. 以下简要介绍 3 种探测器的原理.

法拉第筒测量质子束流注量率的原理为直接阻挡入射的质子束流, 由后接的皮安表测量电流强度, 质子带一个单位正电荷, 进一步可以计算出质子束流注量率. 法拉第筒完全收集所测的质子束流, 常作为绝对测量工具, 以校准其他测量工具. 质子束流入射法拉第筒时还会产生二次电子, 必须要收集这些电子才能保证电流强度测量的准确性. 一般采取的做法是在法拉第筒入口位置设置负电压环形成电场, 抑制内部二次电子逸出及外部二次电子进入. 普通法拉第筒可测的最小电流在 nA 量级, 该研究进一步降低了法拉第筒本底噪声, 扩展其测量下限.

塑料闪烁体探测器主要由闪烁体、光导、光电倍增管、分压电路和后端电子学测量设备等组成. 工作原理为: 质子束流入射闪烁体后在其中损失能量, 从而使闪烁体原子或分子获得能量被电离或激发; 受激原子或分子在退激时会发射荧光光子, 并

被收集到光电倍增管的光阴极上打出光电子; 光电子在光电倍增管中逐级倍增, 最后电子流在阳极负载上形成电信号, 并被后端电子学设备记录. 一般闪烁体探测器面积较大, 需要进一步减小闪烁体接收面积提高其探测上限. 本文使用具有短发光衰减时间的小体积塑料闪烁体来达到提高其探测上限的目的.

二次电子发射监督器具有很好的线性响应范围, 结构为由多页铝片或铜片组合, 在奇数金属片上加偏压, 在偶数金属片上连接皮安表. 其测量原理为当质子束流穿过每层铝箔时, 都会在其上损失能量产生并发射出次级电子. 信号层上发射的次级电子在正偏压的电场力作用下移向偏压层而形成反向电流信号, 由连接的皮安表进行测量. 电流信号的大小与入射质子的能量、束流的强度和 SEM 的信号层数有关. 质子能量越高, 损失在铝箔上的能量越少, 次级电子发射系数也就越小. 在进行 SEM 结构设计时, 最主要的是根据加速器质子束流能量选择合适的铝箔厚度和层数.

## 3 探测器设计及模拟计算

### 3.1 法拉第筒的设计

#### 1) 法拉第筒材料对入射粒子的阻止本领计算

在常用的材料中, 需考虑质子入射后的阻止本领和材料导电性等. 图 1 所示为不同能量质子在碳、铝、铁和铜中的射程分布, 通过比较选择了铜作为法拉第筒材料, 入口准直器以及吸收体厚度取决于质子在铜中的射程, 根据能量与射程的关系选取. 对于 30—90 MeV 的质子, 选取的铜厚度为 11 mm, 能够完全阻止入射质子.

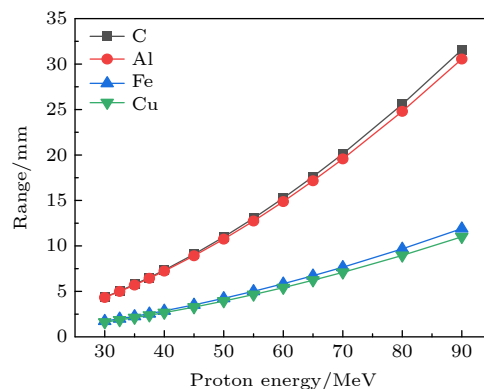


图 1 SRIM 计算中能质子在不同材料中的射程

Fig. 1. Range of 30–90 MeV protons in C, Al, Fe and Cu calculated by SRIM.

## 2) 法拉第筒对二次电子收集

根据非弹性碰撞原理, 30—90 MeV 能量范围的质子产生的次级电子最大能量约为 0.2 MeV. 在 Atomic Data<sup>[15]</sup> 中给出了各种能量的电子在不同元素组成的物质中的射程. 0.2 MeV 电子束在铜中的射程约为 0.06 mm, 因此将铜厚度设计成 10 mm 完全能够阻止质子及其次级电子.

法拉第筒的开口面积及内筒长度与背散射二次电子抑制方法有关, 若长度较短, 可能导致二次电子逸出, 内筒直径没有特殊要求, 法拉第筒开口直径与深度按照二次电子溢出的比例选取<sup>[16]</sup>. 假设内桶半径为  $R$ , 内筒深度为  $L$ , 二次电子溢出筒外的比例为  $\alpha$ . 图 2 所示为不同径深比情况下二次电子的溢出情况, 径深比在 0.4 以下, 二次电子的溢出比例均小于 1%; 径深比超过 0.5 后, 二次电子的溢出比例开始明显增加. 最终选择内筒长 60 mm, 半径 10 mm. 经计算二次电子溢出效率为 0.13%, 可以忽略不计. 入口位置接 300 V 负高压环, 从而形成屏蔽电场以保证外部电子无法进入筒内及进一步抑制内部二次电子逃逸.

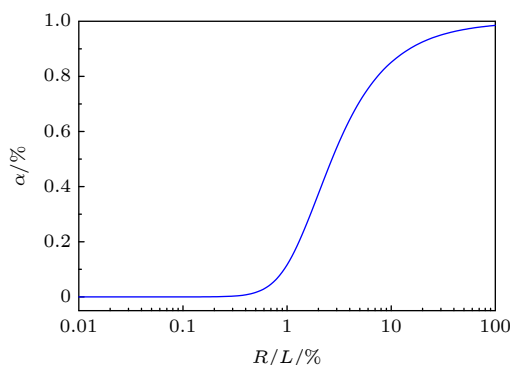


图 2 不同径深比情况下二次电子的溢出

Fig. 2. Overflow of secondary electrons with different diameter-depth ratios.

整个探测器放置于真空环境, 从而消除质子在空气中电离产生的电子空穴对对测量结果的影响, 法拉第筒后接 Keithley 公司的 6517A 静电计, 电流测量范围为  $10^{-17}$ — $10^{-2}$  A, 两者之间通过同轴低噪声电缆连接.

## 3.2 塑料闪烁体探测器的设计

考虑到发光和衰减时间, 选择闪烁体材料是塑料闪烁体, 其衰减时间较短 (1—3 ns), 为测量高注量率的质子束提供了可能, 对于闪烁体而言, 其中重要的问题是光的收集效率. 闪烁体表面均进行抛

光处理, 闪烁体下表面和光电倍增管通过硅油耦合, 该闪烁体与光电倍增管接收面积相当, 选取快时间分辨光电倍增管 (滨松 H3164-10) 作为光电转换器件. 塑料闪烁体测量到的信号首先经过八路恒定分数甄别器 CF8000, 然后经过转换的信号接入到定标器. 为了增加闪烁体产生的荧光同时保证较小的体积, 对不同能量的质子在塑料闪烁体中的射程和能量沉积进行了计算, 结果如图 3 所示. 30—90 MeV 的质子在塑料闪烁体中的射程为 10—70 mm. 分别计算了闪烁体的厚度为 1, 5, 10, 20, 40 和 80 mm 时不同能量的质子穿过该厚度的闪烁体的能量沉积. 塑料闪烁体的折射率为 1.6, 内量子效率为 10%, 外量子效率为 2%, 塑料闪烁体产生一对电子空穴对所需能量为 10.38 eV, 假设闪烁体产生的光子 100% 被光电倍增管收集, 光电倍增管 (滨松 H3164-10) 的量子效率为 20%, 通过以上数据可计算得到不同能量质子入射到闪烁体被探测到所需沉积的最小能量为 2.6 keV. 最终选取塑料闪烁体的尺寸为  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ , 30—90 MeV 的质子能够完全穿透该尺寸的闪烁体, 较小的人射面积可以测量较高的质子注量率, 同时, 30—90 MeV 的质子穿过该厚度的闪烁体能够沉积足够的能量, 不同能量的人射质子产生的电子数足够多, 保证该粒子能够被探测到.

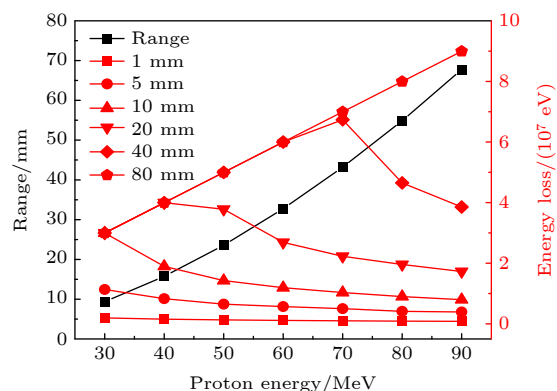


图 3 30—90 MeV 的质子在塑料闪烁体中的射程分布及能量沉积

Fig. 3. Range distribution and energy deposition of protons from 30 MeV to 90 MeV in plastic scintillators.

## 3.3 二次电子发射监督器设计

在进行二次电子发射监督器结构设计时, 最主要的是根据加速器质子束流能量选择合适的铝箔厚度和层数. 次级电子的发射是一种发生在金属表面 (nm 量级) 的效应, 为了减小束流的能量损



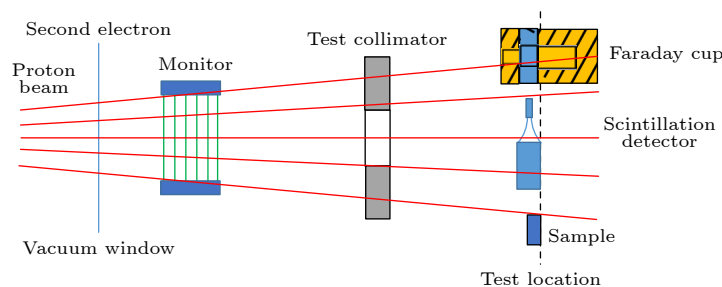


图4 法拉第筒、塑料闪烁体探测器和二次电子发射监督器束流测量系统示意图

Fig. 4. Schematic diagram of beam current measurement system for faraday cup, plastic scintillator detector and secondary electron emission monitor.

失, 制作 SEM 的铝箔通常都很薄, 本文选取厚度为  $1\ \mu\text{m}$ . 制作的二次电子发射监督器层数为 7 层, 该厚度的铝箔固定在中间开孔的塑料支架片上, 通过绝缘的塑料螺纹柱相互隔开. 1, 3, 5, 7 层加正偏压, 2, 4, 6 层连接在一起作信号收集. 30 和 90 MeV 质子经过该二次电子发射监督器后能量损失分别为 0.03 和 0.01 MeV, 影响基本可以忽略, 质子能量畸变和角度畸变均可忽略.

#### 4 注量率测量实验结果

实验在中国原子能科学研究院 100 MeV 质子回旋加速器上进行. 整个束流测量系统包括法拉第筒、塑料闪烁体探测器和二次电子发射监督器, 结构示意图及布局如图 4 所示. 二次电子发射监督器放置于束流上游, 可对束流进行实时监测, 法拉第筒、塑料闪烁体探测器和待辐照器件放置束流下游且置于同一平面内, 首先将法拉第筒或塑料闪烁体探测器置于束流中心并对二次电子发射监督器进行刻度, 然后将被辐照器件置于束流中心, 通过在一定时间内二次电子发射监督器累计计数可以推算出器件处质子总注量.

法拉第筒偏压选取  $-300\ \text{V}$ , 通过测试, 其本底电流仅为  $10^{-13}\ \text{A}$  量级, 完全满足 pA 量级质子束流的测量; 可测最大电流达 mA 量级. 单粒子效应测试所需的部分典型注量率监测曲线如图 5 所示, 在一段监测时间内, 束流信号稳定. 塑料闪烁体探测器的饱和偏压测试结果如图 6 所示, 饱和偏置电压区间为  $600\text{--}900\ \text{V}$ , 选取  $800\ \text{V}$  作为测量时的偏置电压, 可测量质子注量率范围在  $10^2\text{--}2 \times 10^7\ \text{p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . 二次电子发射监督器的饱和偏压为  $+300\ \text{V}$ .

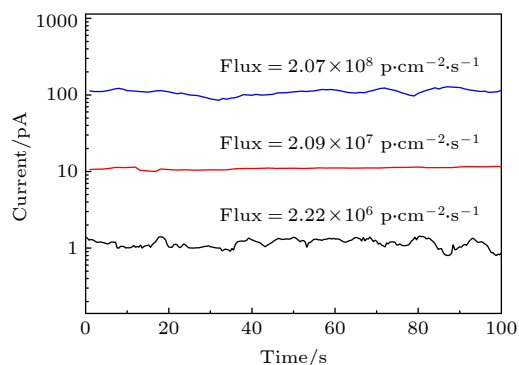


图5 法拉第筒对不同注量率质子束流测量

Fig. 5. Faraday cup measurement of proton beams with different flux.

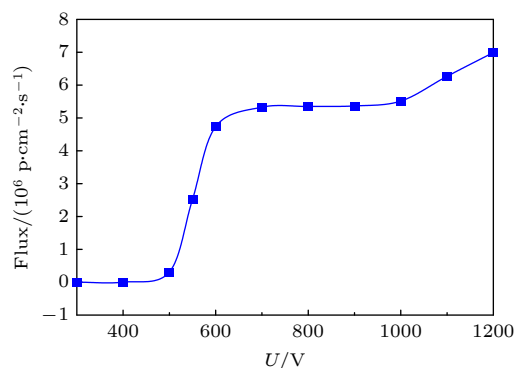


图6 塑料闪烁体探测器的饱和偏压测试结果

Fig. 6. Saturation bias test results of plastic scintillator detector.

法拉第筒对注量率的探测下限为  $2 \times 10^6\ \text{p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ , 塑料闪烁体探测器对注量率的探测上限为  $1.2 \times 10^7\ \text{p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ , 两种探测器相结合解决了宽量程质子注量率探测的问题, 选取两种探测器测量范围交叉的区间  $10^6\text{--}10^7\ \text{p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  范围进行相互交叉检验, 结果如图 7 所示. 法拉第筒与塑料闪烁体探测器相互检验结果表明, 在  $30\text{--}90\ \text{MeV}$  能量范围内, 注量率在  $10^6\text{--}10^7\ \text{p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  之间二者测量误差在 10% 以内.

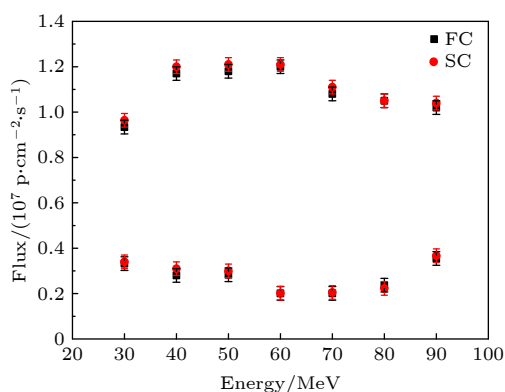


图7 相同注量率下法拉第筒与塑料闪烁体探测器测量结果比较

Fig. 7. Comparison of measurement results between faraday cup and plastic scintillator detector at the same flux.

通过直接改变加速器流强,在单粒子效应常用的质子束流注量率  $10^6$ — $10^8 \text{ p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  范围内,测量了不同注量率下的二次电子发射监督器的电流值.结果如图8所示,横坐标为质子注量率,纵坐标为相应流强下 SEM 电流值.点为实验数据,实线为其线性拟合.注量率与二次电子发射监督器电流实验数据线性关系符合得很好.因此利用法拉第筒对二次电子发射监督器进行线性刻度后,便可使用 SEM 对质子束流注量率进行实时监测.

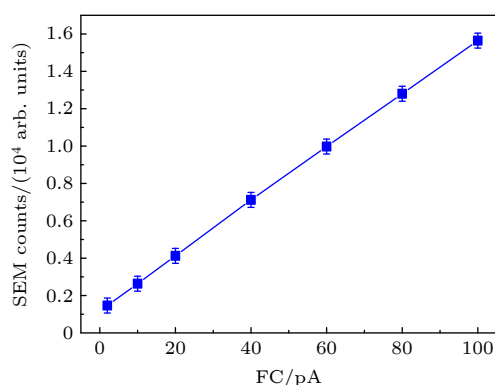


图8 不同束流强度下二次电子发射监督器与法拉第筒测量值比例关系

Fig. 8. Scale ratio of secondary electron emission monitors and Faraday cup measurements at different beam intensities.

## 5 注量率不确定度分析及讨论

### 5.1 注量率测量不确定度来源分析

注量率测量的不确定度主要来自于测量方法、测量仪器设备和多次测量结果重复性3个方面.以法拉第筒为例进行中能质子注量率不确定度来源

分析. 1) 测量方法,包括法拉第筒收集效率(收集效率+逸出率=1)的计算,该误差主要由设计方法决定;以及注量率的计算方法(注量率=电流/收集面积),该误差由机械加工精度决定. 2) 测量仪器设备,主要包括6517A等电子学等插件,该误差由仪器本身的精度所决定. 3) 多次测量结果重复性,包括加速器束流输出不稳定带来的误差,以及多次测量结果的随机性变化,该误差由统计方法给出.

### 5.2 注量率测量不确定度模型建立

设法拉第筒所在位置处注量率为  $j$ , 法拉第筒收集电流为  $I$ , 一个电子所带电量为  $e$ , FC 收集面积  $A$ , 开口直径  $d$ , 注量率的表示为

$$j = \frac{I}{eA} = \frac{4I}{e\pi d^2}, \quad (1)$$

其中,电流  $I$  与直径  $d$  都是直接测量量,二者彼此独立,设电流和直径的不确定度分别为  $\mu(I)$  和  $\mu(d)$ , 注量率合成不确定度为

$$\mu(j) = \sqrt{16\mu^2(I)/(e^2\pi^2d^4) + 64I^2\mu^2(d)/(e^2\pi^2d^6)}. \quad (2)$$

通过(2)式即可计算得出注量率合成不确定度.

### 5.3 注量率测量不确定度分量计算

(1) 法拉第筒直径测量的不确定度  $\mu(d)$  计算

法拉第筒开口直径为  $d$ , 采用机械加工,使用游标卡尺多次重复测量,最终得到平均值.

1) 游标卡尺的测量误差为  $\pm 0.02 \text{ mm}$ , 并经过检定合格.假设测量值在允许误差极限范围内的概率分布为均匀分布,游标卡尺仪器本身的标准不确定度  $\mu(r)$  为

$$\mu(r) = 0.02 \text{ mm}/\sqrt{3} = 0.0116 \text{ mm}. \quad (3)$$

2) 游标卡尺多次测量之间为等精度的独立测量,其测量重复性引入的标准不确定度  $\mu(c)$  用贝塞尔法进行计算为

$$\mu(c) = \sqrt{1/n(n-1) \sum_{i=1}^n (x_i - t)^2}, \quad (4)$$

其中测量总次数  $n = 10$ ,  $n$  次测量平均值  $t = 20.017 \text{ mm}$ ,  $x_i$  为第  $i$  次测量的直径值.经计算  $\mu(c) = 0.0045 \text{ mm}$ , 法拉第筒直径测量的不确定度  $\mu(d)$  表达式为

$$\mu(d) = \sqrt{\mu^2(r) + \mu^2(c)}, \quad (5)$$

将 $\mu(r)$ 和 $\mu(c)$ 值代入(5)式得到 $\mu(d) = 0.0124 \text{ mm}$ .

#### (2) 电流不确定度 $\mu(I)$ 计算

电流不确定度 $\mu(I)$ 的影响因素包括法拉第筒标准不确定度 $\mu(\text{FC})$ 、静电计测量模拟输出标准不确定度 $\mu(k)$ 以及多次重复测量不确定度 $\mu(i)$ ,  $\mu(I)$ 表达式为

$$\mu(I) = \sqrt{\mu^2(\text{FC}) + \mu^2(k) + \mu^2(i)}. \quad (6)$$

1) 经过理论计算, 法拉第筒二次电子溢出率为0.13%, 其置信概率为95%时的相对标准不确定度为 $\mu(\text{FC}) = 0.13\%$ .

2) 静电计测量模拟输出误差约为0.1%, 其测量值的相对可能半区间宽度为0.1%, 假设其服从均匀分布, 则其输出相对标准不确定度 $\mu(k) = 0.1\%/\sqrt{3} = 0.06\%$ .

3) 束流多次重复测量不确定度, 多次束流流强测量结果为独立测量, 可以采用极差法进行不确定度计算.

$$\mu(i) = (i_{\max} - i_{\min})/d_n, \quad (7)$$

其中电流测量值 $i_{\max}=11.6 \text{ pA}$ ,  $i_{\min}=10.6 \text{ pA}$ 分别为6次测量的极大和极小值, 6次测量得到电流平均值为 $11.05 \text{ pA}$ , 换算成注量率为 $2.12 \times 10^7 \text{ p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $d_n$ 为查表对应的参数,  $d_6 = 2.53$ . 多次束流强度测量标准不确定度 $\mu(i) = 0.40 \text{ pA}$ , 可以得出FC标准不确定度 $\mu(\text{FC}) = 0.014 \text{ pA}$ , 静电计测量标准不确定度 $\mu(k) = 0.0066 \text{ pA}$ , 电流测量不确定度 $\mu(I) = 0.40 \text{ pA}$ .

### 5.4 注量率 $j$ 的合成标准不确定度及最终不确定度计算

将注量率各分量测量不确定度数值代入(2)式可得到注量率 $j$ 的合成标准不确定度 $\mu(j) = 7.70 \times 10^5 \text{ p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . 按照正态分布包含因子为2, 置信概率为95%, 注量率测量的最终不确定度为 $U(j) = 1.54 \times 10^6 \text{ p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . 本次测量评定注量率表示为 $j = (2.12 \times 10^7 \pm 1.54 \times 10^6) \text{ p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . 相对最终不确定度 $U(j) = 1.54 \times 10^6 / (2.12 \times 10^7) = 7.26\%$ . 同理, 经以上建立的评定方法计算, 得到塑料闪烁体探测器相对最终不确定度 $U(j) = 1.64\%$ . 法拉第筒和塑料闪烁体探测器相对最终不确定度数值贡献最大的来源为多次测量注量率得到的结果之间的差别, 相对而言, 排除束流本身波动的影响,

塑料闪烁体探测器每次测量值更稳定. 法拉第筒和塑料闪烁体探测器两种测量工具的最终测量不确定度之和为8.9%, 与两者交叉测量检验实验数据的误差相符.

与国际同类束流注量率测量装置相比较<sup>[17–21]</sup>, 本文通过合理设计探测器, 覆盖了宽量程的中能质子束流注量率测量范围, 中能质子注量率的测量范围和误差测量达到了国际同等水平,

## 6 结 论

研制了基于法拉第筒、塑料闪烁体探测器和二次电子发射监督器的注量率测量系统, 实现了宽量程、弱束流质子注量率准确测量. 开发了用于高注量率质子测量的法拉第筒和低注量率质子测量的塑料闪烁体探测器两种不同的测量方法, 突破了注量率在 $10^6$ — $10^7 \text{ p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ 之间两种探测器测量及交叉检验, 法拉第筒和塑料闪烁体探测器测量误差在10%以内, 填补了该范围注量率测量的空白. 分析得出法拉第筒注量率测量相对最终不确定度为7.26%, 塑料闪烁体探测器注量率测量相对最终不确定度为1.64%, 对中能质子注量率的测量范围和误差测量达到了国际同等水平, 满足质子注量率测量要求. 本研究对我国后续中高能质子加速器束流测量研究具有一定的参考和指导意义.

## 参考文献

- [1] Sawyer D M, Vette J I 1976 *National Space Science Data Center Report NSSDC/WDC-A-R&S* 76-06, NASA-GSFC TMS-72605
- [2] Heidel D F, Rodbell K P, Oldiges P, Gordon M S, Tang H H K, Cannon E H Plettner C 2006 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** 3512
- [3] Bendel W L, Petersen E L 1983 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **30** 4481
- [4] Ikeda N, Kuboyama S, Matsuda S, Handa T 2005 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52** 2200
- [5] Caron P, Inguibert C, Artola L, Ecoffet R, Bezerra F 2019 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **66** 1404
- [6] Von Przewoski B, Rinckel T, Manwaring W, Broxton G 2004 *Radiation Effects Data Workshop* **851** 145
- [7] Hajdas W, Adams L, Nickson B, Zehnder A 1996 *Nucl. Instrum. Methods B* **113** 54
- [8] Blackmore E 2000 *IEEE Radiation Effects Data Workshop Rec.* Reno, Nevada, USA, 2000 p1
- [9] Luo Y H, Zhang F Q, Wang Y P, Wang Y M, Guo X Q, Guo H X 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 068501 (in Chinese) [罗尹虹, 张凤祁, 王燕萍, 王圆明, 郭晓强, 郭红霞 2016 物理学报 **65** 068501]

- [10] He A L, Guo G, Chen L, Shen D J, Ren Y, Liu J C, Zhang Z C, Cai L, Shi S T, Wang H, Fan H, Gao L J, Kong F Q 2014 *Atom. Energ. Sci. Technol.* **48** 2364 (in Chinese) [何安林, 郭刚, 陈力, 沈东军, 任义, 刘建成, 张志超, 蔡莉, 史淑廷, 王惠, 范辉, 高丽娟, 孔福全 2014 *原子能科学技术* **48** 2364]
- [11] Yang H L, Li G Z, Li Y C, Jiang J H, He C H, Tang B Q 2001 *Atom. Energ. Sci. Technol.* **35** 490 (in Chinese) [杨海亮, 李国政, 李原春, 姜景和, 贺朝会, 唐本奇 2001 *原子能科学技术* **35** 490]
- [12] Han J H, Guo G, Liu J C, Sui L, Kong F Q, Xiao S Y, Qin Y C, Zhang Y W 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 054104 (in Chinese) [韩金华, 郭刚, 刘建成, 隋丽, 孔福全, 肖舒颜, 覃英参, 张艳文 2019 *物理学报* **68** 054104]
- [13] Han J H, Qin Y C, Guo G, Zhang Y W 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 033401 (in Chinese) [韩金华, 覃英参, 郭刚, 张艳文, 2020 *物理学报* **69** 033401]
- [14] Strehl P 2006 *Beam Instrumentation and Diagnostics* (Heidelberg: Springer-Verlag) pp1–438
- [15] Pages L, Bertel E, Joffre H, Sklavenitis L 1927 *At. Data Nucl. Data Tables* **4** 1
- [16] Guo Z Y, Xiao G Q, Zhan W L, Xu H S, Sun Z Y, Li J X, Wang M, Chen Z Q, Mao R, S, Wang W S, Bai J, Hu Z G, Chen L X, Li C 2003 *High Energy Phys. Nucl.* **27** 158 (in Chinese) [郭忠言, 肖国青, 詹文龙, 徐珊珊, 孙志宇, 李加兴, 王猛, 陈志强, 毛瑞士, 王武生, 白洁, 胡正国, 陈立新, 李琛 2003 *高能物理与核物理* **27** 158]
- [17] Johnson M B, McMahan M A, Gimpel T L, Tiffany W S 2006 *Proceedings of the 2006 IEEE Radiation Effects Data Workshop* Ponte Verdra Beach, Florida, USA 2006 p183
- [18] Murray K M, Stapor W J, Casteneda C 1989 *Nucl. Instrum. Methods A* **281** 616
- [19] Castaneda C M 2001 *Proceedings of the 2001 IEEE Radiation Effects Data Workshop* Vancouver, Canada 2001 p77
- [20] Blackmore E W 2003 *Proceedings of the 2003 IEEE Radiation Effects Data Workshop* Monterey, California, USA 2003 p149
- [21] Przewoski B V, Rinckel T, Manwaring W, Broxton G, Chipara M, Ellis T, Hall E R, Kinser A 2004 *Proceedings of the 2004 IEEE Radiation Effects Data Workshop* Atlanta, Georgia, USA 2004 p145



# Measurement of medium-energy proton flux<sup>\*</sup>

Zhang Yan-Wen<sup>†</sup> Guo Gang Xiao Shu-Yan Yin Qian Yang Xin-Yu

(National Innovation Center of Radiation Application, Department of Nuclear Physics,  
China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

( Received 24 August 2021; revised manuscript received 1 September 2021 )

## Abstract

Proton is the main particle component in the space radiation environment. The proton single event effect cannot be ignored with the continuous development of semiconductor technology. Accelerator simulation is the most important method to evaluate the single event effect caused by proton radiation, and the accurate measurement of proton flux is the most critical aspect in the device evaluation process. The research is based on the 100 MeV proton single-event irradiation device of the Atomic Energy Institute, which breaks through the wide-range mid-energy proton fluence rate measurement technology. The detection tools are developed such as Faraday cup, plastic scintillator detectors and secondary electron emission monitors, which can be used for measuring the proton beam current in a wide range. Faraday cup and plastic scintillator detector can be used for measuring the high flux proton and the low flux proton, respectively. Secondary electron emission monitor can be used for conducting the online real-time measurement. The proton fluxes in a range of  $10^6$ – $10^7$  p·cm<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup> are measured by using two separate detectors.

The analysis of the fluence rate uncertainty is carried out. The uncertainty of measurement results mainly include three aspects: measurement method, measuring instrument and equipment, and repeatability of multiple measurement results. Here in this work, the Faraday cup is taken for example to analyze the uncertainty sources in the proton flux measurement. The measurement methods include the calculation of the collection efficiency of the Faraday cup (collection efficiency + escape rate = 1) and the calculation method of flux (flux = current/collection area). For the measuring instruments and equipment, mainly including 6517A and other electronic devices, their errors are determined by the accuracies of the instruments themselves. Repeatability of multiple measurement results mainly from the error caused by the instability of the accelerator beam output, the error caused by randomness of multiple measurement results, and the error given by the statistical method. The analysis shows that the uncertainty of flux measurement by Faraday cup is 7.26%, and the uncertainty of flux measurement by plastic scintillator detector is 1.64%.

The flux measurement of the proton fluence rate has reached the level of similar devices in the world, filling the gap in this field in China. It has a certain reference and guiding significance for the follow-up study of medium- and high-energy proton beam measurement in China. The mid-energy proton flux measurement system and uncertainty analysis method established in this study lay the foundation for accurately evaluating the component radiation effects.

**Keywords:** medium energy proton, flux measurement, beam detectors, uncertainty analysis

**PACS:** 29.27.Fh, 41.85.Qg, 95.55.Vj

**DOI:** 10.7498/aps.71.20211561

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11805281).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [zhangyanwen415@163.com](mailto:zhangyanwen415@163.com)