

100 MeV质子双环双散射体扩束方案设计

韩金华 郭刚 刘建成 隋丽 孔福全 肖舒颜 覃英参 张艳文

Design of 100-MeV proton beam spreading scheme with double-ring double scattering method

Han Jin-Hua Guo Gang Liu Jian-Cheng Sui Li Kong Fu-Quan Xiao Shu-Yan Qin Ying-Can
Zhang Yan-Wen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 054104 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181787

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181787>

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

0.14 THz双环超材料慢波结构表面波振荡器数值研究

Numerical studies on a 0.14 THz coaxial surface wave oscillator with double-ring metamaterial slow wave structure
物理学报. 2015, 64(7): 70702 <https://doi.org/10.7498/aps.64.070702>

基于3.5 MeV射频四极质子加速器硼中子俘获治疗装置的束流整形体设计

Design of beam shaping assembly based on 3.5 MeV radio-frequency quadrupole proton accelerator for boron neutron capture therapy
物理学报. 2018, 67(14): 142801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180380>

海面与其上方双矩形截面柱复合散射的混合算法研究

Study on composite electromagnetic scattering from the double rectangular cross-section columns above rough sea surface using hybrid method
物理学报. 2015, 64(17): 174101 <https://doi.org/10.7498/aps.64.174101>

可控双空心光束的理论方案及实验研究

Theoretical and experimental study of a controllable double-dark-hollow beam
物理学报. 2015, 64(5): 53701 <https://doi.org/10.7498/aps.64.053701>

介质涂覆位置对双S弯排气系统电磁散射特性影响研究

Electromagnetic scattering characteristics of double S-shape exhaust nozzle with different coating medium parts
物理学报. 2015, 64(2): 24103 <https://doi.org/10.7498/aps.64.024103>

质子束辐照单层石墨烯的损伤效应

Damage effects of proton beam irradiation on single layer graphene
物理学报. 2017, 66(2): 26103 <https://doi.org/10.7498/aps.66.026103>

100 MeV 质子双环双散射体扩束方案设计*

韩金华 郭刚[†] 刘建成 隋丽 孔福全 肖舒颜 覃英参 张艳文

(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)

(2018年9月29日收到; 2019年1月28日收到修改稿)

为满足质子单粒子效应实验对大面积、均匀化质子束流的需求, 针对中国原子能科学研究院 100 MeV 质子回旋加速器提供的 100 MeV 质子进行了双环双散射体扩束方案设计. Geant4 模拟表明该方案可在 2.4 m 位置产生一个均匀性为 $\pm 1.89\%$ 、半径为 8 cm 的照射野, 在 5 m 位置产生一个均匀性为 $\pm 5.32\%$ 、半径为 20 cm 的照射野. 此外, 利用 Geant4 对双环双散射体扩束方法的基本原理进行了进一步探索, 并对第二散射体后加速器管道、初始束斑尺寸、照射野形成距离、改变入射质子能量等实际中各种可能因素对该方案扩束效果的影响进行了讨论.

关键词: 双环双散射, 单粒子效应, 扩束, 均匀性**PACS:** 41.85.Ct, 78.70.-g, 41.75.-i**DOI:** 10.7498/aps.68.20181787

1 引言

质子是空间辐射环境中的主要成分, 其导致微电子器件发生的单粒子效应 (single event effects, SEE) 是造成航天器发生在轨故障乃至灾难性后果的主要因素之一, 严重影响空间活动的安全性和可靠性, 对航天事业的发展构成严重威胁^[1]. 基于质子加速器进行质子 SEE 地面模拟实验以获取质子 SEE 截面曲线进而对微电子器件进行在轨预估是保障航天器安全可靠运行的重要手段^[2].

质子 SEE 实验一般要求大面积、均匀化的质子束流. 比如, 瑞士 PSI 的低能 (6—71 MeV) 质子 SEE 终端能提供均匀性好于 $\pm 10\%$ 、直径 5 cm 的照射野^[3]; 加拿大 TRIUMF 质子辐照装置能够提供均匀性好于 $\pm 10\%$ 、尺寸为 7.5 cm \times 7.5 cm 的方形照射野^[4]; 美国 IUCF 能够提供均匀性好于 $\pm 40\%$ 、直径 2—30 cm 的质子照射野^[5]. 这个要求一方面可确保实验获得的测试器件 (device under test, DUT) 的 SEE 截面的准确性, 另一方面也使

得多个器件的同时辐照实验或较大尺寸样品的辐照实验成为可能^[2].

然而, 质子加速器直接引出的初始质子束流一般而言较为细小, 不能直接用于质子 SEE 实验. 为得到大面积、均匀化的质子束流, 需要对其进行横向扩展. 束流扩展方式可分为主动和被动两种^[6,7]. 主动式方法一般利用磁场对质子束流进行调制, 如扫描法和束流光学法. 这种方法具有束流利用率高且灵活的优点, 但其设备昂贵, 控制系统较为复杂, 并且对束流脉冲形状较为敏感, 故对束流的稳定性有较高要求, 这使其应用受到一定限制. 被动式方法利用散射体让质子在其中发生散射而使束流扩展, 有单膜散射体法^[8]、单阻止柱双散射体法^[9,10]、仿形双散射体法^[11]、双环双散射体法^[12,13]等. 其中, 双环双散射体法具有束流利用率高、形成距离短的优点. 质子治疗大体积深度肿瘤时也需对束流进行扩展, 被动式方法 (尤其是其中的双环双散射体法) 因其简单、经济、稳定、可靠的特点已在质子治疗装置中得到广泛的应用.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11690044, 11575293) 和中国原子能科学研究院院长基金 (批准号: 11YZ201815) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: ggg@ciae.ac.cn

本文对中国原子能科学研究院 100 MeV 质子回旋加速器提供的 100 MeV 质子进行扩束方案设计, 并参考该方案建设质子 SEE 实验终端. 考虑到经济和空间的限制以及束流利用率等方面的因素, 本文选用双环双散射体法进行质子扩束方案设计.

2 双环双散射体扩束原理简述^[12,13]

如图 1 所示, 双环双散射系统由两个散射体构成: 第一散射体 S1 为高密度物质 (如 Pb, Ta); 第二散射体 S2 为双环结构, 内盘 S2-inner 为高密度物质, 外环 S2-outer 为低密度物质 (如 Al). 内盘和外环的厚度设置保证束流通过二者时能量损失保持一致, 这使得内盘较薄, 外环较厚, 但内盘对束流的散射更强. 束流经过 S1 后会有一定的扩展, 形成中心强、边缘弱的高斯分布, 其较强的中心部分再经 S2-inner 的较强散射, 其较弱的边缘部分再经 S2-outer 的较弱散射, 最终在测量平面形成较均匀分布.

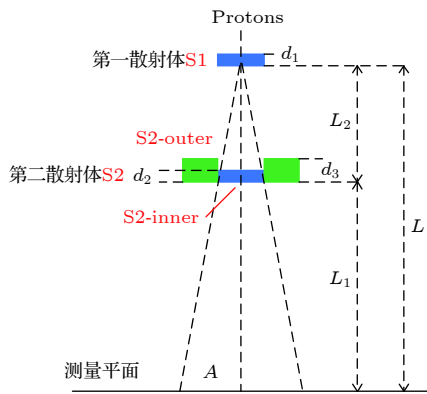


图 1 双环双散射体结构示意图

Fig. 1. Arrangement of scatterers of the dual-ring double scattering method (DDSM).

对双环双散射体产生的束流分布函数及形成均匀分布的条件说明如下. 从质子加速器引出的理想细小束流, 经一散射体散射以后, 在测量平面形成的束流分布可用高斯函数来描述^[6], 即

$$f(r) = \frac{1}{\pi R^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right), \quad R = \sqrt{2}L\theta, \quad (1)$$

其中 r 是测量点到束流中心的径向距离, L 是散射体到测量平面的距离, θ 是散射角半高宽, R 为相应高斯分布的 $1/e$ 半径. θ 标志着散射体的散射能力, 它与散射体的原子序数、密度、厚度成正相关,

与入射粒子能量成负相关, 可根据 Highland 公式来计算^[14,15].

经双环双散射体, 束流分布函数 f 在测量平面相当于各散射体单独存在时分布函数的迭加. 最终, f 可表达为 4 个参量的函数, 即

$$f = f(R_1, R_2/R_1, A/R_1, R_2'/R_2), \quad (2)$$

其中 R_1, R_2, R_2' 分别是 S1, S2-inner, S2-outer 引起束流高斯分布的 $1/e$ 半径, A 是 S2-inner 和 S2-outer 的交界线在测量平面的投影半径. f 的具体表达式参见文献 [12]. 束流经双环双散射体形成均匀分布的条件为: $R_2/R_1 \sim 1, A/R_1 \sim 1, R_2'/R_2 < 1$. R_1 则决定了形成的束流均匀分布区域的半径.

3 方案设计过程

首先, 对进行双环双散射体扩束方案设计的实验条件及设计理念进行简单说明: 1) 加速器直接提供的质子能量为 100 MeV, 经双环双散射体后质子会产生一定的能损 ΔE , ΔE 应尽量小; 2) S1 与 DUT 位置 (即测量平面) 之间距离为 $L = 240$ cm, 有限的空间距离是选用该方法进行扩束的重要原因; 3) 加速器提供的质子束流应该不是理想的极细束流, 那么 S2-inner 的半径 a 应比打在 S1 上的初始质子束斑尺寸大, 否则内盘起不到应有的作用; 4) 各散射体材料、尺寸及相关距离的设置应使得形成均匀分布的条件尽量被满足, 且标志最终能形成的均匀区域大小的 R_1 应尽量大, 均匀性应尽量好.

显然, R_1 应尽量大与 ΔE 应尽量小存在矛盾. S1 的厚度记为 d_1 , 对于几种常用材料 Al, Cu, Ta, Pb, 可计算出 d_1-R_1 关系. 将 100 MeV 质子在 S1 中的能损记为 ΔE_1 , 可通过 SRIM 程序^[16] 的相关计算建立起 $d_1-\Delta E_1$ 关系. 以 d_1 为中介可建立起这四种材料的 ΔE_1-R_1 关系, 见图 2. 易知, 能损相同时, 基本上材料的原子序数越大, 对质子的散射就越强, R_1 就越大. 对于 Pb, Ta, 能损 ΔE_1 相同时 R_1 较为接近, 考虑到 Pb 的质地过于柔软, 故采用 Ta 作为 S1 和 S2-inner 的材料. 与 Cu 相比, Al 的散射能力更弱, 可用作 S2-outer 的材料.

除散射体材料之外, 其余需要确定的条件有: S1 和 S2 之间的距离 L_1 , S1 的厚度 d_1 , S2-inner 的厚度 d_2 及半径 a , S2-outer 的厚度 d_2' . 根据双环双散射体扩束的基本原理, 确定这些参数的基本流程

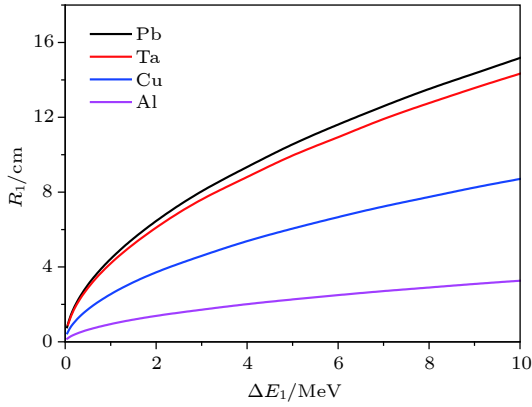


图 2 以 Pb, Ta, Cu, Al 四种材料做第一散射体时, 100 MeV 质子在其中损失的能量 ΔE_1 与束流在 DUT 位置形成的高斯分布的 $1/e$ 半径 R_1 之间的关系

Fig. 2. Relations between the $1/e$ radii of the produced Gaussian distributions at the DUT position and the energy losses for the 100 MeV protons with the Pb, Ta, Cu and Al foils as the first scatterers.

如下: 1) 考虑质子束流经 S1 后需一段距离进行扩展才能让 S2 发挥应有作用, 姑且令 $L_1 = 50$ cm; 2) 给定标志最终形成均匀区域大小的 R_1 , 参考图 2, R_1 可设定在 5—9 cm 之间, 由 R_1 可确定 d_1 , 进而可由 d_1 确定 ΔE_1 ; 3) 给定质子经过 S1, S2 后的总能损 ΔE , 控制 ΔE 在 10 MeV 之内, 则质子在 S2-inner 和 S2-outer 中的能损均为 $\Delta E - \Delta E_1$, 由此可确定 d_2, d_2' , 从而 R_2, R_2' 以及比例 $R_2/R_1, R_2'/R_2$ 也可确定; 4) 给定 A/R_1 , 值控制在 1 附近, 由此可确定 a ; 5) 不断调节 $R_1, \Delta E, A/R_1$ 直至获得的 d_1, d_2, d_2', a 能够使得束流形成均匀分布的条件被满足, 并且使用 Geant4 程序^[17] 进行蒙特卡罗模拟能够得到好的结果. 最终采用的散射体的相关参数为 $d_1 = 0.46$ mm, $d_2 = 1.08$ mm, $d_2' = 4.353$ mm, $a = 16.5$ mm, 相应给定的三个量为 $R_1 = 7.43$ cm, $\Delta E = 9.93$ MeV, $A/R_1 = 1.0683$, 此外比例 $R_2/R_1 = 1.2916, R_2'/R_2 = 0.4004$.

本文在 Geant4 模拟中采用的电磁作用模型为 G4EmPenelopePhysics^[18], 下面对其模拟质子散射问题的可靠性进行说明. Gottschalk 等^[19] 对 158.6 MeV 质子在 14 种材料中的散射角半高宽 θ 与材料厚度的关系进行了实验测量, 其中对 Al, Pb (与 Ta 的原子序数、密度较为接近) 的测量结果与 Geant4 模拟结果的对比见图 3. 对 Al, 模拟值与实验值的差值仅为后者的 -3.58%—0.61%; 对 Pb, 差值仅为后者的 2.51%—5.60%. 可见, 本文中的 Geant4 模拟基本上是可靠的.

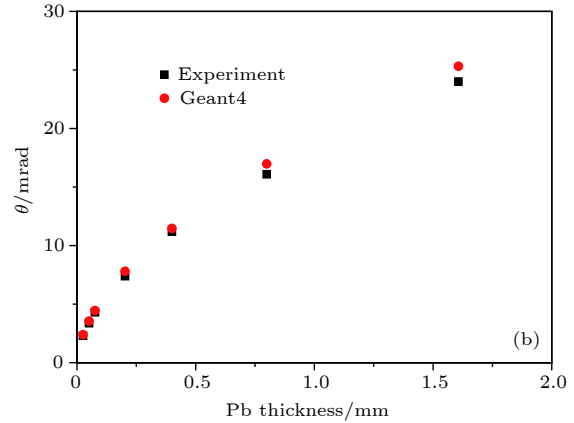
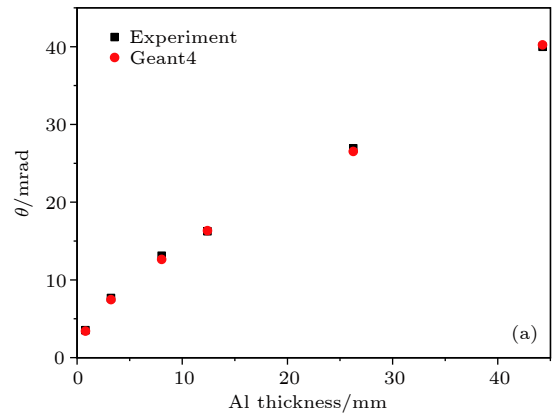


图 3 158.6 MeV 质子在 Al (a)、Pb (b) 中的散射角半高宽实验测量结果与 Geant4 模拟结果的对比

Fig. 3. Comparison between the full widths at half maximum of the scattering angles of the 158.6 MeV protons in Al (a), Pb (b) from experiments and those from the Geant4 simulations.

4 方案设计效果研究

本文利用 Geant4 程序对采用上述设计方案形成均匀束流分布的原理进一步探索, 对该方案的扩束效果以及实际中各种可能因素对该方案扩束效果的影响进行分析.

4.1 均匀束流分布形成原理再探

利用 Geant4 程序考察各散射体分别在双环双散射体扩束方法中所起的作用来进一步研究该方法产生均匀束流分布的原理. 图 4 为质子流强为 1 nA 时, 利用 Geant4 模拟的只有 S1 存在、只有 S1 和 S2-inner 存在、S1 和 S2 全存在三种情况下在测量平面产生的质子注量率分布, 其中质子全部由 S1 中心一点入射. 易知, 仅有 S1 存在时, 束流成高斯分布; S2-inner 使经 S1 后较强的中心部分束流进一步散射, 其结果是注量率在测量平面上半径 A (值为 7.94 cm) 内陡降, 半径 A 外增加且高于内;

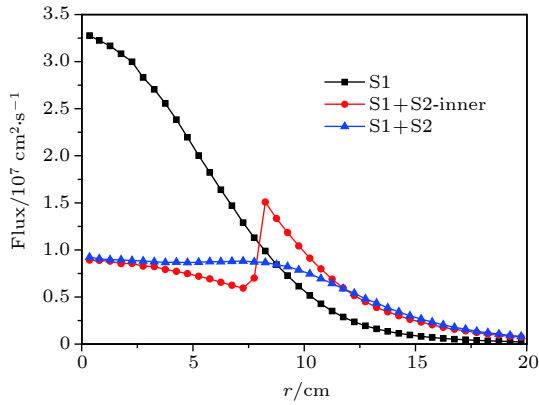


图 4 各散射体在均匀束流分布形成过程中所起的作用
Fig. 4. Role of every scatter in producing a large uniform beam field.

S2-outer 使得本应到达测量平面上半径 A 以外的较强的这一部分质子束流进一步散射, 其中有一部分经其散射回到半径 A 内, 使更大区域内的注量率与仅有 S1 和 S2-inner 时产生的中心区域的注量率大致相同, 从而使得束流在更大范围内形成更均匀的分布. 可见, S2-outer 除了能够保持质子束流能量的一致性以外, 还极大地增大了均匀束流区域, 改善了束流的均匀性. 显然, 在该方法中均匀区域的注量率主要是由 S1 和 S2-inner 决定的.

4.2 第二散射体后加速器管道的影响

S1, S2 均放置于加速器管道 (内部为真空) 中, 一般在 S2 之后仍然有一段管道, 且在其末端有 Ti 膜用以隔绝真空. 如果这段管道太长, 可能会对质子束流的扩展造成一定制约, 从而对最终形成的束流分布造成影响. 取管道内径为 14 cm、外径为 15 cm、材质为 Al, 取 Ti 膜厚度为 100 μm , 对这节管道取不同长度时造成的影响进行模拟. 经 S2 扩束的质子束流再经一段距离传播后会有一部分打到管道内壁上, 这部分质子可能会经管道的散射后再打到所考察的 DUT 位置. 一方面, 这会导致中心区域的注量率增大, 边缘区域的注量率降低, 从而使均匀区域减小、均匀性降低, 如图 5(a) 所示. 当管道过长, 比如长 150 cm 时, 管道对质子束流起到一定的准直作用, 束流截面与管道孔径相当. 另一方面, 经管道散射后到达 DUT 位置的质子能量会有所损失, 这会导致辐照器件的质子平均能量减小、能散增大, 管道越长, 这种影响就越大, 如图 5(b) 所示. 当管道长度从 0 (即没有管道及其末端的 Ti 膜) 增大到 150 cm 时, 到达 DUT 位置

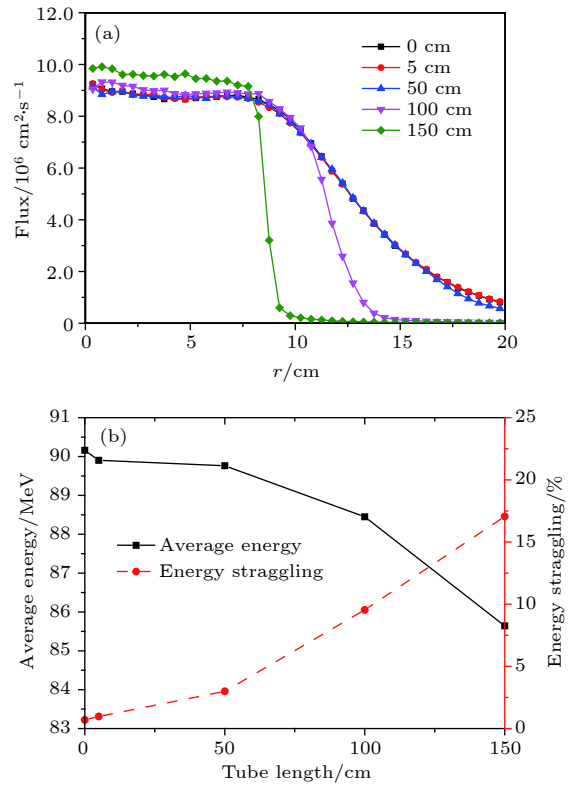


图 5 入射质子流强为 1 nA 时, 第二散射体之后采用 0, 5, 50, 100, 150 cm 长的管道时在 DUT 位置所产生的质子注量率分布 (a) 以及质子的平均能量和能散 (b)

Fig. 5. Flux distributions (a), average energy and energy straggling (b) of the protons in the produced beam fields at the DUT position with the 0, 5, 50, 100 and 150 cm accelerator tubes behind the second scatter for 1 nA incident proton beams.

的质子平均能量从 90.16 MeV 减小到 85.64 MeV, 能散从 0.69% 增大到 17.05%. 质子 SEE 实验的目的在于获得 SEE 截面的能量依赖关系, 故辐照到器件上的质子束流能散越小越好. 考虑到管道对质子束流这两方面的影响, 在 S2 后应使用尽量短的管道, 姑且将其按 5 cm 计. 在后文的 Geant4 模拟中, 均考虑了这节管道及其末端的 Ti 膜.

4.3 初始束斑尺寸的影响

实际情况中打在 S1 上的初始质子束斑应有一定尺寸, 这会对最终在测量平面上形成的束流分布产生一定影响. 假定初始束斑为圆形, 其半径 r_0 取 0, 0.5, 1.0, 1.5 cm 时在 DUT 位置形成的束流分布见图 6. 可见, r_0 越小, 在中心区域的注量率越小, 边缘区域的注量率越大. 显然, r_0 越小, 就会有越多的质子经过散射能力较强的 S2-inner 的散射, 这比 r_0 增大所起到的扩束作用要大, 故有此结果.

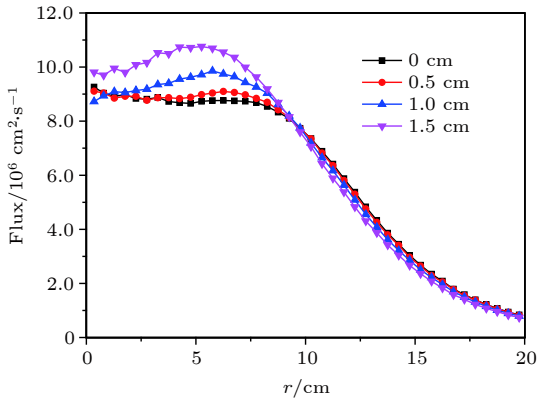


图 6 1 nA 质子束流均匀打在第一散射体半径为 0, 0.5, 1.0, 1.5 cm 的圆形区域时在 DUT 位置所形成的束流分布
Fig. 6. Flux distributions of the produced proton beam fields at the DUT position with 1 nA proton beams irradiating 0, 0.5, 1.0 and 1.5 cm radius spots uniformly on the first scatterer.

另外,这也导致了 r_0 较大(取 1.0, 1.5 cm)时在 DUT 位置半径 6 cm 范围之内质子注量率从外到内逐渐减小的趋势,破坏了该区域的均匀性.因此,在质子束流调节过程中要注意避免使打在 S1 上的束斑尺寸过大,尽量使其聚焦在半径为 0.5 cm 的圆形区域内.

根据经验,可假定初始质子束斑为半径 0.5 cm 的圆形,后文均按此参数进行模拟.定义 DUT 位置半径为 r 的圆形区域内的束流分布均匀性为

$$U = \pm \frac{\max F - \min F}{\max F + \min F}, \quad (3)$$

其中 F 为该区域内的质子注量率.(3)式对均匀性的定义比文献 [7] 更为保守.定义束流利用率 η 为

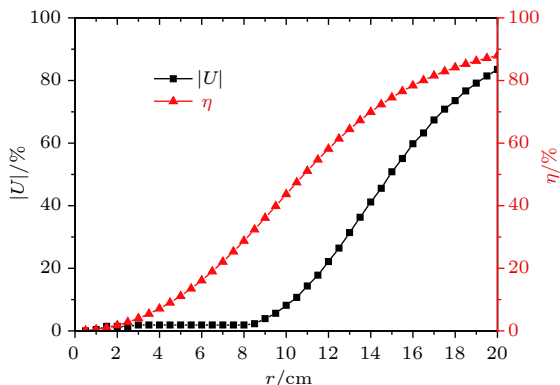


图 7 在 DUT 位置半径为 r 的圆形区域内产生的质子束流分布的均匀性与束流利用率

Fig. 7. Uniformity of the produced beam field and efficiency of beam use within a circle with a radius of r at the DUT position.

打到 DUT 位置半径为 r 的圆形区域内的质子数与打到 S1 上的质子数之比.按此定义,上述设计方案可产生一个均匀性为 $\pm 1.89\%$ 、束流利用率为 28.77%、半径为 8 cm 的照射野,见图 7.在半径 8 cm 之外,束流均匀性开始急剧变差.

4.4 照射野形成距离的影响

S1 距 DUT 位置的距离 L 称为照射野形成距离.在进行质子 SEE 实验时,测试样品的安装有可能使得 L 在一定程度上偏离 2.4 m.另外,将来条件具备可以有更大的空间进行 SEE 实验.故需要对该设计方案在不同 L 位置形成的束流分布进行研究.由图 8 可知, L 越大,在 DUT 位置中心区域产生的注量率越小,大致与 L 成平方反比,这正说明中心均匀区域的注量率主要是由 S1 和 S2-inner 决定的.另外, L 越大,所形成的均匀区域越大,很大程度上这是由质子束流沿空间的扩展所导致的.经计算, L 在 2.3—2.5 m 之间变动时,中心区域半径为 8 cm 的照射野的均匀性在 $\pm 1.72\%$ — $\pm 2.02\%$ 之间,能够满足器件级 SEE 实验的需要. L 为 5 m 时,中心区域半径为 20 cm 的照射野的均匀性达到 $\pm 5.32\%$,从而可满足面积与其相当的系统级样品的 SEE 实验的需要.

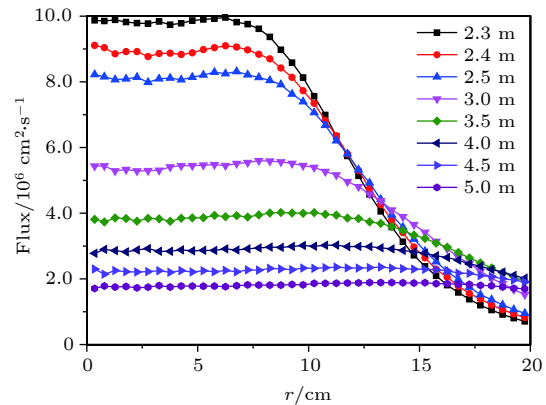


图 8 1 nA 质子束流在照射野形成距离 L 分别为 2.3, 2.4, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0, 4.5, 5.0 m 时产生的不同束流分布

Fig. 8. Flux distributions of the produced beam fields with different irradiation field formation distances of 2.3, 2.4, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0, 4.5 and 5.0 m for 1 nA proton beams.

4.5 对 70—100 MeV 能区质子的适用性

中国原子能科学研究所的 100 MeV 质子回旋加速器能够直接提供 70—100 MeV 能区的质子,

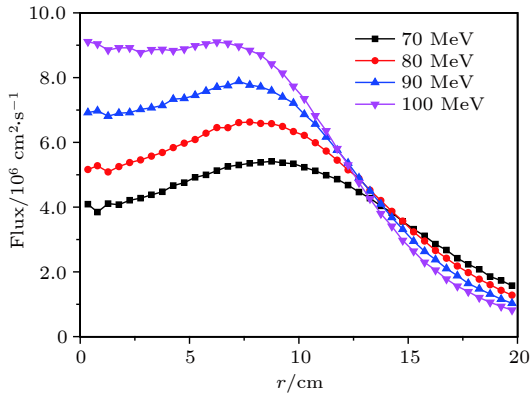


图9 1 nA 的能量分别为 70, 80, 90, 100 MeV 的质子在 该设计方案中产生的束流分布

Fig. 9. Flux distributions of the produced beam fields for 1 nA proton beams at 70, 80, 90 and 100 MeV in this DDSM schematic design.

可另外考虑 70, 80, 90 MeV 三个能点的质子来考察上述设计方案对该能区质子的扩束效果. 质子能量越低, 散射体对其散射能力就越强, 这使得在 DUT 位置中心区域产生的质子注量率越低, 同时更多的质子被散射到外围, 故边缘区域注量率偏高, 如图 9 所示. 另外, 质子能量越低, 在 DUT 位置半径为 8 cm 的圆形区域内均匀性越差, 这是由 S1, S2-inner 相比 S2-outer 对其散射能力过强造成的. 经计算, 70, 80, 90, 100 MeV 质子经该设计方案进行扩束后, 在半径为 8 cm 的照射野内的束流均匀性分别为 $\pm 16.36\%$, $\pm 13.16\%$, $\pm 7.31\%$, $\pm 1.89\%$; 到达半径为 20 cm 的照射野内的质子的平均能量损失分别为 13.56, 12.08, 10.97, 10.10 MeV, 能散分别为 1.31%, 1.14%, 1.02%, 0.97%. 可见, 入射质子能量越低, 产生的能量损失越大, 这是由质子在物质中的阻止本领与其能量成负相关^[20]造成的. 粒子穿过一定靶物质之后能量歧离的均方差与入射粒子的能量无关, 而仅与靶物质有关^[21]. 入射质子能量越低, 该方案产生的质子束流的平均能量就越低, 从而能散 (能量歧离均方差与平均能量的比值) 就越高. 这是造成能散具有该趋势的主要原因. 考虑形成的质子束流分布的均匀性和质子能散, 该设计方案对整个 70—100 MeV 能区的质子是基本适用的.

5 总结

本文针对中国原子能科学研究院 100 MeV 质子回旋加速器提供的 100 MeV 质子进行了双环双

散射体扩束方案设计, 以满足质子 SEE 实验对大面积、均匀化质子束流的要求. 然后, 利用 Geant4 程序对实际中一些可能因素对该方案扩束效果的影响进行了蒙特卡罗模拟. 结果表明, 第二散射体后的加速器管道越长, 就有更多的经管道散射后的能量更低的质子到达 DUT 位置, 导致最终形成的质子束流均匀区域减小、均匀性变差、平均能量降低、能散增大, 因而这节管道越短越好. 打在 S1 上的初始质子束斑尺寸对最终形成的束流均匀性有一定影响, 若尺寸过大会对均匀性造成破坏, 因此在质子束流调节过程中要注意避免使其过大, 尽量使其聚焦. 照射野形成距离越大, 所形成的束流均匀区域越大, 很大程度上这是由质子束流沿空间的扩展导致的. 入射质子能量降低, 会造成最终形成的质子束流注量率降低、均匀性变差、能损增大、能散增大.

本文提出的设计方案可在形成距离 L 为 2.4 m 位置产生一个均匀性为 $\pm 1.89\%$ 、半径为 8 cm 的照射野. 在入射质子流强为 1 nA 的情况下, 束流均匀区域的质子注量率约在 $8.96 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 左右. 在 DUT 位置前后变动 10 cm 的情况下, 半径为 8 cm 的照射野内的均匀性在 $\pm 1.72\% - \pm 2.02\%$ 之间, 没有大的变化. 在形成距离 L 为 5 m 位置, 该方案可产生一个均匀性为 $\pm 5.32\%$ 、半径为 20 cm 的照射野, 从而可满足面积与其相当的系统级样品的 SEE 实验的需要. 在 L 更大的位置, 产生的均匀束流区域应该更大, 可对尺寸更大的样品进行辐照实验. 另外, 该设计方案对加速器能够直接提供的整个 70—100 MeV 能区的质子是基本适用的: 在 DUT 位置能够产生均匀性在 $\pm 1.89\% - \pm 16.36\%$ 之间的半径为 8 cm 的照射野, 质子能散均在 1% 左右. 加速器管道末端至 DUT 之间的空气层未在本文中讨论, 不难想到, 其对质子的散射会使得上述束流分布均匀性略微改善.

此外, 本文利用 Geant4 程序对双环双散射体扩束方法形成均匀束流分布的基本原理进行了进一步探索, 发现: S2-outer 在增大束流均匀区域、改善束流均匀性方面有着重要作用; 最终形成的均匀区域的注量率主要是由 S1 和 S2-inner 决定的. 这对于双环双散射体扩束方法的基本原理有所补充.

参考文献

- [1] Zhao W, Guo X Q, Chen W, Qiu M T, Luo Y H, Wang Z M, Guo H X 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 178501 (in Chinese) [赵雯, 郭晓强, 陈伟, 邱孟通, 罗尹虹, 王忠明, 郭红霞 2015 物理学报 **64** 178501]
- [2] McMahon M A, Blackmore E, Cascio E W, Castaneda C, Przewoski B, Eisen H 2008 *Proc. IEEE Radiation Effects Data Workshop* Tucson, Arizona, American, 2008 p135
- [3] Hajdas W, Burri F, Eggle C, Harboe-Sorensen R, Marino R 2002 *Proc. IEEE Radiation Effects Data Workshop* Phoenix, Arizona, American, 2002 p160
- [4] Blackmore E W 2000 *Proc. IEEE Radiation Effects Data Workshop* Reno Nevada, American, 2000 p1
- [5] Przewoski B, Rinckel T, Manwaring W, Broxton G, Chipara M, Ellis T, Hall E R, Kinser A, Foster C C, Murray K M 2004 *Proc. IEEE Radiation Effects Data Workshop* Atlanta, Georgia, American, 2004 p145
- [6] Ju Zh P 2009 *Ph. D. Dissertation* (Guangzhou: Sun Yat-sen University) (in Chinese) [鞠志萍 2009 博士学位论文(广州: 中山大学)]
- [7] Yu J G, Yu Q C 1997 *High Energy Physics and Nuclear Physics* **21** 851 (in Chinese) [余建国, 郁庆长 1997 高能物理与核物理 **21** 851]
- [8] Ju Z P, Cao W F, Liu X W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 174 (in Chinese) [鞠志萍, 曹午飞, 刘小伟 2009 物理学报 **58** 174]
- [9] Koehler A M, Schnelder R J, Sisterson J M 1977 *Med. Phys.* **4** 297
- [10] Ju Z P, Cao W F, Liu X W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 199 (in Chinese) [鞠志萍, 曹午飞, 刘小伟 2010 物理学报 **59** 199]
- [11] Grusell E, Montelius A, Brahme A, Rikner G, Russell K 1994 *Phys. Med. Biol.* **39** 2201
- [12] Takada Y 1994 *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** 353
- [13] Himukai T, Furukawa T, Takeshita E, Inaniwa T, Mizushima K, Katagiri K, Takada Y 2011 *Nucl. Instr. Meth. B* **269** 2891
- [14] Highland V L 1975 *Nucl. Instr. Meth.* **129** 497
- [15] Lynch G R, Dahl O I 1991 *Nucl. Instr. Meth. B* **58** 6
- [16] Ziegler J F, Ziegler M D, Biersack J P 2010 *Nucl. Instr. Meth. B* **268** 1818
- [17] Agostinelli S, Allisonet J, Amako K, et al. 2003 *Nucl. Instr. Meth. A* **506** 250
- [18] Geant4 User's Guide for Application Developers, available online at: <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/fo/BookForAppliDev.pdf> [2018-9-1]
- [19] Gottschalk B, Koehler A M, Schneider R J, Sisterson J M, Wagner M S 1993 *Nucl. Instr. Meth.* **74** 467
- [20] Ding F R, Ban Y, Xia Z H 2004 *Radiation Physics* (Beijing: Peking University Press) p10 (in Chinese) [丁富荣, 班勇, 夏宗璜 2004 辐射物理 (北京: 北京大学出版社) 第10页]
- [21] Fudan University, Tsinghua University, Peking University 1985 *Nuclear Physics Experimental Methods* (Part I) (2nd edn.) (Beijing: Atomic Energy Press) pp57-60 (in Chinese) [复旦大学, 清华大学, 北京大学 1985 原子核物理实验方法(上册) (第二版)(北京: 原子能出版社) 第57-60页]

Design of 100-MeV proton beam spreading scheme with double-ring double scattering method*

Han Jin-Hua Guo Gang[†] Liu Jian-Cheng Sui Li Kong Fu-Quan
Xiao Shu-Yan Qin Ying-Can Zhang Yan-Wen

(*Department of Nuclear Physics, China Institute of Atomic Energy, National Innovation*

Center of Radiation Application, Beijing 102413, China)

(Received 29 September 2018; revised manuscript received 28 January 2019)

Abstract

To obtain a large uniform beam field for proton single event effect (SEE) experiments, the double-ring double scattering method (DDSM) is employed for spreading the 100 MeV proton beam provided by the 100 MeV proton cyclotron at China Institute of Atomic Energy. With the Geant 4 simulations, the fundamentals of the DDSM are further explored, the achieved effect of our DDSM scheme design is presented, and the influences of some possible factors in practice on the produced beam field are discussed. We find that the the outer part of the second scatter plays an important role in enlarging the area of the uniform field and improving its uniformity. We also find that the first scatter and the inner part of the second scatter play a decisive role in determining the proton flux of the uniform area. The scattering between the spread proton beam and the accelerator tube behind the second scatter damages the uniformity and leads the energy of the produced beam field to straggle. Therefore, the tube should be made as short as possible. The size of the initial beam spot on the first scatter affects the produced beam field to some extent. The spot should be focused as much as possible in a circle with a radius of 0.5 cm. At a larger distance, a larger uniform field can be produced due to the spreading of the proton beam along the space. The decrease in the incident proton energy causes the flux and uniformity to decrease, and also leads the energy loss to increase and the energy of the produced proton beam field to straggle. Using our DDSM schematic design, the simulations show that an 8-cm-diameter beam field with a uniformity of $\pm 1.89\%$ can be produced at a distance of 2.4 m, thereby meeting the need for an SEE experiment of a device-level sample, and that a 20-cm-radius beam field with a uniformity of $\pm 5.32\%$ can be created at a distance of 5.0 m, thereby meeting the need for an SEE experiment of a system-level sample of comparable size. By taking into consideration the uniformity and energy straggling, our design is basically applicable to the protons in the 70–100 MeV energy region that the accelerator can provide directly.

Keywords: dual-ring double scattering, single event effects, beam spreading, uniformity

PACS: 41.85.Ct, 78.70.–g, 41.75.–i

DOI: 10.7498/aps.68.20181787

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 1690044, 11575293) and the Presidential Foundation of China Institute of Atomic Energy (Grant No. 11YZ201815).

[†] Corresponding author. E-mail: ggg@ciae.ac.cn