

# 质子治疗被动散射系统束流横向扩展的蒙特卡罗模拟\*

## Study of Beam Spreading for Passive Beam Delivery System in Proton Therapy Using Monte Carlo Simulation

鞠志萍<sup>1</sup>, 廖燕庆<sup>1</sup>, 卢德雄<sup>1</sup>, 黄丹<sup>2</sup>, 郭进<sup>2\*\*</sup>

JU Zhi-ping<sup>1</sup>, LIAO Yan-qing<sup>1</sup>, LU De-xiong<sup>1</sup>, HUANG Dan<sup>2</sup>, GUO Jin<sup>2</sup>

(广西壮族自治区辐射环境监督管理站, 广西南宁 530222; 2. 广西大学物理科学与工程技术学院, 广西南宁 530004)

(1. Guangxi Supervising Station for Radioactive Environment, Nanning, Guangxi, 530222, China; 2. College of Physical Science and Engineering, Guangxi University, Nanning, Guangxi, 530004, China)

**摘要:**【目的】质子固有的物理特性为治疗肿瘤提供了理想的方法。与主动式相比,被动式质子束流横向扩展有很多优势。为达到最佳治疗目的,对被动式质子束流横向扩展方式的几种方法进行了模拟。【方法】利用蒙特卡罗(Monte Carlo)方法计算质子经过一个或两个散射体后的束流分布特性,并与解析计算的结果进行比较,讨论3种方法在束流利用率和束流扩展半径方面的差别。【结果】双散射体方法较单散射体方法在束流利用率和束流扩展半径方面具有明显优势。【结论】考虑束流利用率,平均能量损失及形成距离,双环双散射体方法是被动散射体方法中比较好的方法。

**关键词:**质子治疗 蒙特卡罗模拟 束流扩展

中图分类号: R144.1 文献标识码: A 文章编号: 1005-9164(2015)04-0407-04

**Abstract:**【Objective】The physical properties of proton provide ideal method for cancer treatment. Passive proton beams for spreading method has many advantages compared with the active beam delivery system. The passive beam spreading methods were simulated in this paper to achieve the best treatment. 【Methods】The beam of passive beam delivery system with one or two foils was investigated using the Monte Carlo method, and the results were compared with analytical computation under the same condition. The difference on the efficiency and the radius of the proton beam by three methods was compared. 【Results】The efficiency of beam and the radius of beam spreading are higher with double scattering foils than other methods 【Conclusion】Dual-ring double scattering method is the best one in this three passive scattering system by considering the efficiency, energy loss and distance.

**Key words:** proton therapy, Monte Carlo simulation, beam spreading

收稿日期: 2015-04-27

修回日期: 2015-06-15

作者简介: 鞠志萍(1979-), 女, 博士, 主要从事核材料的理论研究。

\* 国家自然科学基金项目(51271061, 51071054), 广西有色金属及特色材料加工重点实验室开放基金项目(GXKFJ12-012)和广西大学科研基金项目(XJZ130718)资助。

\*\* 通讯作者: 郭进(1958-), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事新能源材料、高能化学电源及第一性原理计算研究, E-mail: guojin@gxu.edu.cn.

## 0 引言

【研究意义】肿瘤是严重威胁人类生命的疾病,放射治疗是治疗肿瘤的重要手段。常规的放射治疗通常采用放射源产生的 $\gamma$ 射线和电子加速器产生的电子束以及电子束打靶产生的X射线对肿瘤细胞进行照射。这些射线进入人体后的剂量随深度指数衰减,而质子进入人体后的剂量随深度变化形成Bragg峰。因此通过调节Bragg峰,可以使均匀的剂量覆盖整个

病灶,还可使肿瘤前部的正常细胞只受到很少剂量照射,而肿瘤后部的正常组织基本上不受辐射<sup>[1,2]</sup>。这种质子固有的物理特性为治疗肿瘤提供了十分理想的方法,也是质子治疗区别于常规放疗的根本原因。目前,世界上正在使用的大多数质子治疗装置,对质子束同时进行横向和纵向扩展,从而使均匀分布的剂量传输到给定体积形状的治疗部位上。扩展后的束流射入人体后,要与人体组织发生多次库仑散射,导致束流分布的歧离,但是这种歧离非常小,其横向半影宽度小于 2 mm,非常适合进行精确定位治疗。靠增加吸收体或改变束流的能量,可以实现束流纵向扩展。束流横向扩展包括主动和被动两种方式。被动式利用一个或两个散射体使质子散射以扩展束流。由于被动式简单方便,稳定可靠;剂量分布平滑性好;相对剂量分布不随时间变化,适用于连续束和各种脉冲束,而且不受束流强度波动的影响,因此大多数采用被动式束流横向扩展。【前人研究进展】质子穿过介质时,由于受到多次库仑散射,出射的束流在小的散射角范围内满足高斯分布。有几种近似表示散射角高斯分布的半宽度公式,如 Highland 公式<sup>[3]</sup>。利用这些公式可以方便快速地计算质子经过散射体后的角分布。但是这些公式都有一定的适用范围,当散射体很厚的时候会引入大的误差。利用高斯近似基础上的解析推导,可以得到束流经过一个或两个散射体后束流分布的表达式,再利用散射角半宽的近似公式,可以求得质子束流经过被动散射系统后束流分布特性以及散射体厚度、束流扩展半径、束流利用率等参数。但是解析推导会给结果带来一些误差,特别是束流扩展半径大的时候。引起误差的原因除了因为高斯近似的散射角半宽度的计算公式以外,还有解析推导中为了简化计算而做的一些假设和近似。所以解析计算只能在很小的范围内得到准确的结果。【本研究切入点】Monte Carlo 方法是公认的比解析计算精确的方法,因为 Monte Carlo 方法求解粒子输运问题,并不需要去求解解析方程,而是直接模拟粒子的运动,通过对大量粒子行为的某个计算物理量上的统计平均得到所需的解,相对精确。【拟解决的关键问题】利用 Monte Carlo 方法对被动质子束流横向扩展的几种方法进行模拟,并与解析计算的结果进行比较,同时比较单膜散射法、单阻止柱双散射体方法、双环双散射体方法在束流利用率、束流扩展半径等方面的差别,并讨论引起差别的主要原因。

## 1 计算方法及模型

本文采用 Monte Carlo 多粒子模拟软件 FLU-

KA<sup>[4]</sup>,计算质子经过一个或两个散射体后的束流分布特性。计算中质子的截止能量设为 100 MeV,入射质子的能量选择 70~230 MeV,这也是质子治疗中通常选择的能量范围;计算分 5 个循环,每个循环产生  $1 \times 10^7$  个质子,可以保证统计误差小于 1%。首先分析质子束流经过一个散射体后的束流分布特性,并与解析计算结果进行比较。解析计算中,当质子经过一个散射体后其束流分布可近似为高斯函数的形式:

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

其中  $R$  是高斯分布的均方根半径,  $r$  是测量平面上到束流中心的距离。  $R = \sqrt{2} L \theta_0$ ,  $L$  是从散射膜到测量平面的垂直距离,  $\theta_0$  是高斯分布的半宽度<sup>[5]</sup>。计算  $\theta_0$  的近似公式有几种,其中 Highland<sup>[3]</sup> 依据 Moliere 散射理论并引入辐射长度,得到易于计算且结果准确的  $\theta_0$  计算公式,其表达式如下:

$$\theta_0 = \frac{14.1}{\beta^2} \sqrt{\frac{L}{L_R}} \left[1 + \frac{1}{9} \log\left(\frac{L}{L_R}\right)\right] \text{ rad}. \quad (2)$$

当笔束经过第一个散射体后,在测量平面上形成类高斯束流分布,再经过阻止柱在第二个散射体上发生散射,则测量平面上形成的束流分布可表示成:

$$f(r) = f(r_1) f(r_2), \quad (3)$$

其中  $f(r_2)$  表示束流经过第二个散射体分布函数,总的束流分布函数的表达式:

$$f(r) = \frac{2}{\pi R_1^2 R_2^2} \exp\left(-\frac{k_2^2}{4}\right) \cdot$$

$$\int \exp(-k_1 x^2) I_0(k_2 x) x dx, \quad (4)$$

其中  $x = \frac{r_1}{R_2}$ ,  $k_1 = 1 + \frac{R_2^2}{R_1^2}$ ,  $k_2 = \frac{2r}{R_2}$ ,  $I_0(z) =$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \exp(z \cos \theta) d\theta$$

它只依赖于与散射体有关的两个参数  $R_1$  和  $R_2$ ,  $R_1$  是第一个散射体的均方根半径,  $R_2$  是第二个散射体的均方根半径<sup>[6]</sup>。只要整个系统安排合理,就会在测量平面得到均匀分布的束流。在临床治疗中,为保证疗效必须使病灶的每个部分都接受相同剂量的束流照射。临床上一般要求束流分布的均匀性  $U \leq \pm 2.5\%$ 。束流分布的均匀性表示为

$$U = \pm \frac{1}{2} \frac{\max f(r) - \min f(r)}{\max f(r)}. \quad (5)$$

束流利用率定义为

$$\eta = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^R f(r) dr}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty f(r) dr}, \quad (6)$$

其中  $f(r)$  是束流分布函数。由此可知,单膜散射法

的束流利用率仅为 5%。

## 2 结果与分析

### 2.1 散射角半宽度的比较

采用 Gottschalk 等<sup>[7]</sup>中相同的条件,用 Fluka 模拟散射体材料为 Pb 时散射角的分布,将结果做高斯拟合,截去大角度的拖尾,只保留与高斯拟合程度大于 98% 的部分,如图 1 所示。从图 1 可以看出,在入射质子能量为 158.6 MeV 时,当 Pb 的质量厚度  $D < 8 \text{ g/cm}^2$  时,实验、Fluka 模拟以及公式计算得到的结果相差均  $< 5\%$ ,说明在此范围内,Highland 公式可以准确计算散射角的半宽;当  $D > 8 \text{ g/cm}^2$  时,实验、Fluka 模拟和 Highland 公式计算结果差别明显,实验值与 Fluka 模拟符合的较好,二者相差  $< 5\%$ ;Highland 公式计算的结果小于实验值,而且随着散射材料的厚度增大,Highland 公式计算的散射角半宽与实验值相差的越大。

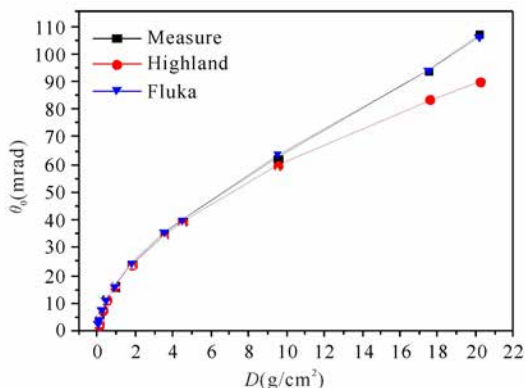


图 1 Pb 散射角半宽的比较

Fig. 1  $\theta_0$  changed by target thickness

### 2.2 单膜散射方法

在质子治疗中,入射质子的能量通常选择在 70~230 MeV 范围内,图 2a 计算在这个能区内,散射体材料为 Pb 和 Al,厚度  $D = 0.1 \text{ g/cm}^2$ ,形成距离  $L = 300 \text{ cm}$ , $\theta_0$  随入射质子能量的变化关系。图 2b、2c 是在与图 2a 相同的条件下,改变 Pb、Al 厚度分别为  $D = 1.5 \text{ g/cm}^2$  和  $D = 3.0 \text{ g/cm}^2$  时的计算结果。从图 2 中的 3 个子图的比较中可看出,对同一厚度的靶膜,随着质子能量增加, $\theta_0$  减小。当入射质子能量较高时,Fluka 模拟结果与 Highland 公式计算的结果符合较好。对于  $0.1 \text{ g/cm}^2$  的薄散射膜,Fluka 模拟 Pb、Al 的结果与 Highland 公式计算的结果相差在 5% 以内。当 Pb 和 Al 厚度为  $D = 1.5 \text{ g/cm}^2$ ,在  $E = 70 \text{ MeV}$  时,Fluka 模拟结果与 Highland 公式计算相差较大,分别相差 5% 和 10%。同理,当 Pb 和 Al 厚度为  $D = 3.0 \text{ g/cm}^2$ ,在  $E = 70 \text{ MeV}$  时,Fluka

模拟结果与 Highland 公式计算分别相差 10% 和 20%。说明 Highland 公式对薄膜的计算符合程度好于厚膜,入射能量高时的计算符合程度好于能量低时,对 Pb 的计算符合程度好于 Al。

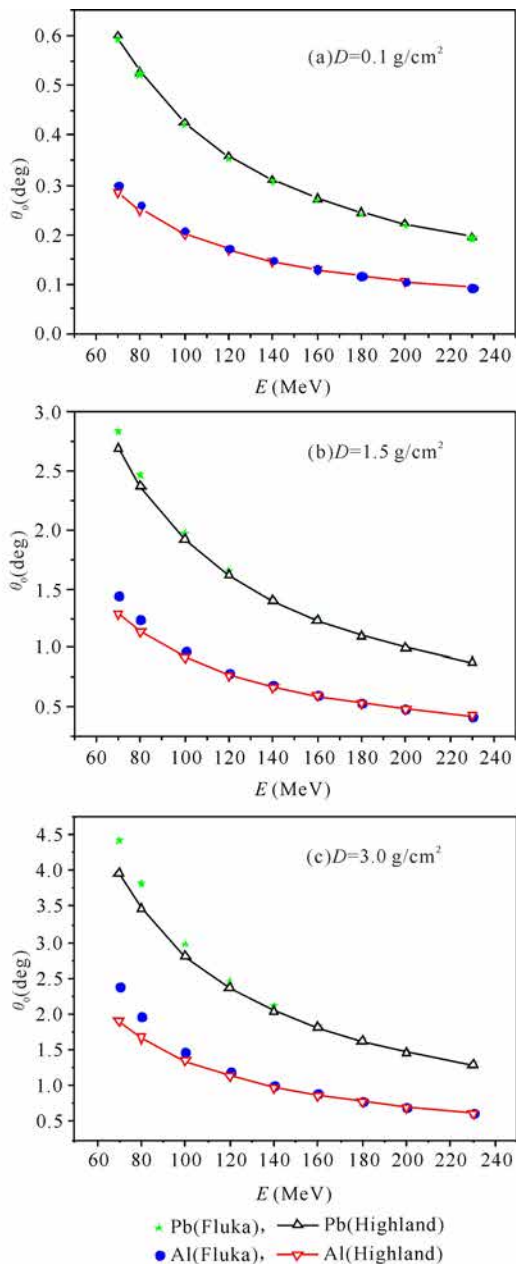


图 2  $\theta_0$  随入射质子能量的变化关系

Fig. 2  $\theta_0$  changed by the energy of proton

质子经过单膜散射后的束流扩展高斯分布半宽度  $\theta_0$  与散射体材料及厚度的关系如图 3 所示。当能量  $E = 70 \text{ MeV}$ ,膜厚  $D = 0.1 \text{ g/cm}^2, 0.5 \text{ g/cm}^2, 1.0 \text{ g/cm}^2, 1.5 \text{ g/cm}^2, 2.0 \text{ g/cm}^2, 2.5 \text{ g/cm}^2, 3.0 \text{ g/cm}^2$  时, $\theta_0$  在几种不同材料中的变化关系。从图 3 可以看出,对于同一种散射体,膜越厚, $\theta_0$  越大。相同厚度条件下,Pb 做散射体时  $\theta_0$  最大,其次是 Ta,而 Be 做散射体时  $\theta_0$  最小。即散射体材料的原子序数越大, $\theta_0$  越大,这是因为质子与靶物质的散射主要是小

角多次库仑散射。从此方面来说,高原子序数的材料适合做散射体。

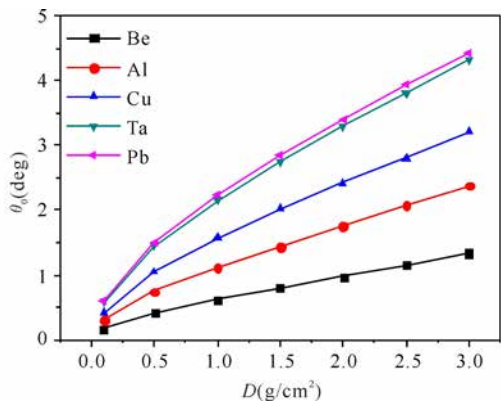


图3  $\theta_0$  随散射体材料及厚度的变化

Fig. 3  $\theta_0$  changed by scattering materials and target thickness

### 2.3 单阻止柱双散射体方法

当笔束经过一个散射体后,在测量平面上形成类高斯的束流分布,如果在第一个散射体后适当位置放置一个阻止柱,厚度完全能够阻挡入射粒子,然后再经过第二个散射体,只要位置安排合理,就能够得到满足临床要求的束流分布。计算中令阻止柱材料为Cu,半径  $a = 1.0$  cm,厚度  $D = 6.0$  cm,能量  $E$  为 230 MeV,第一个散射体到测量平面的垂直距离为  $z_1 = 500$  cm,第二个散射体到测量平面的垂直距离为  $z_2 = 394$  cm,两个散射体材料均为Pb,计算参数和结果如表1所示。表1中  $D_1$  为第一个散射体厚度,  $D_2$  为第二个散射体厚度,  $r_f$  表示均匀性  $U \leq \pm 2.5\%$  束流扩展半径,  $\eta$  表示束流扩展半径为  $r_f$  时对应的束流利用率,  $\bar{E}$  表示出射质子的平均能量。在入射质子能量、 $z_1$ 、 $z_2$  和阻止柱大小与位置不变的情况下,束流扩展半径随着两个散射膜厚度的增加而增大,出射质子的平均能量越小,束流利用率是先增加后减小,最大值是 16.9%。这是由于膜越厚散射角的半宽越大,同时吸收的质子也越多。

表1 单阻止柱双散射体束流配送系统输入参数和计算结果

Table 1 Input parameter and calculated result in solid beam stopper double scattering system

$r_f$ (cm)	$D_1$ (cm)	$D_2$ (cm)	$\eta$ (%)	$\bar{E}$ (MeV)
6	0.04	0.07	9.93	227.5
8	0.17	0.1	13.9	223.74
10	0.25	0.115	16.8	221.43
12	0.4	0.135	16.9	217.27
14	0.72	0.16	13.7	208.68
16	1.0	0.18	12.8	201.09

### 2.4 双环双散射体系统

双环双散射体系统中,第一散射体是高密度物质

Pb,厚度是  $D_1$ 。第二个散射体为双环结构。其中内盘为高密度物质Pb,厚度为  $D_2$ ,外环是低密度物质Al,厚度为  $D_3$ 。内盘半径为  $a = 0.213$  A cm,  $z_1 = 300$  cm,  $z_2 = 229$  cm,在测量平面上的投影为  $A$ ,入射质子能量设为 230 MeV。  $r_f$  表示均匀性  $U \leq \pm 2.5\%$  束流扩展半径,  $\eta$  表示束流扩展半径为  $r_f$  时对应的束流利用率,  $\bar{E}$  表示出射质子的平均能量。  $z_1$  为第一散射体到测量平面的距离,  $z_2$  为第二散射体到测量平面的距离。通过调节内盘、外环的厚度,保证二者的能量损失一致,可以在测量平面上得到均匀的束流分布。表2是束流扩展半径与膜厚的关系,从表2的结果可以看出,束流扩展半径随着散射膜厚度的增加而增大,出射质子的平均能量在减小。Fluka模拟的结果表示,束流利用率先增大后减小,最大值是 27%。这是由于散射膜越厚,散射本领越强。同时膜厚的增大,被吸收掉的质子也越多,同单阻止柱双散射系统的结论一致。

表2 双环双散射体束流配送系统输入参数和计算结果

Table 2 Input parameter and calculated result in dual-ring double scattering system

$r_f$ (cm)	$D_1$ (cm)	$D_2$ (cm)	$D_3$ (cm)	$\eta$ (%)	$\bar{E}$ (MeV)
2.5	0.02	0.04	0.11	26.98	228.6
5.0	0.07	0.15	0.4	27.08	224.9
7.5	0.14	0.31	0.85	26.88	219.13
10.0	0.24	0.53	1.46	25.6	211.32
12.5	0.34	0.81	2.2	24.26	201.74
15.0	0.43	1.14	3.09	23.12	190.74

## 3 结论

解析计算中,笔束被薄散射体散射后的角分布近似为高斯分布;对高斯角分布半宽  $\theta_0$  的近似计算中,有几种半经验公式,其中 Highland 公式引入辐射长度,得到相对准确而简单的  $\theta_0$  计算公式。将 Fluka 模拟的散射角半宽的结果与 Highland 公式计算的结果进行比较,结果说明 Fluka 模拟的散射角半宽是可靠准确的。Highland 公式计算得到的散射角半宽在散射膜薄的时候与实验值符合较好,当膜厚到一定程度,会引起大的误差。单膜散射法计算同时说明,薄的高原子序数材料适合做散射体。单膜散射法质子入射能量比较低,在人体组织中的射程较小。再考虑到临床剂量均匀性的要求,只有靠近中心轴线很少范围的散射质子可以利用,束流的利用率很低,一般只用于治疗近表皮的小照射野的肿瘤,例如眼底黑色素瘤,脑瘤等。另外,低的束流利用率意味着大量辐射被准直器、吸收体所吸收,对辐射屏蔽提出更高的要求。

(下转第 420 页 Continue on page 420)

applications of semistate theory[J]. Circuits, Systems and Signal Process, 1989, 8(3): 235-260.

[8] Mills J K, Goldenberg A A. Force and position control of manipulators during constrained motion tasks[J]. IEEE Transactions on, 1989, 5(1): 30-46.

[9] Stevens B L, Lewis F L. Aircraft Modeling, Dynamics and Control[M]. New York: Wiley, 1991.

[10] Luenberger D G. Dynamic equation in descriptor form [J]. Automatic Control IEEE Transactions on, 1997, 22(3): 312-321.

[11] Aplevich J D. Minimal representations of implicit linear systems[J]. Automatica, 1985, 21(3): 259-269.

[12] Brenan K E, Campbell S L, Petzold L R. Numerical Solution of Initial Value Problems in Differential-algebraic Equations[M]. New York: Elsevier, 1989.

[13] Debeljkovic D L. Singular control systems[J]. Dynamics of Continuous Discrete and Impulsive Systems Series A, 2004, 11: 691-706.

[14] Dai L. Singular Control Systems[M]. New York: Springer-Verlag New York, Inc, 1989: 2-40.

[15] 关治洪. 奇异系统的某些性质及其与奇异脉冲系统的稳定性等价[J]. 应用数学, 1997, 10(1): 96-100.  
Guan Z H. Some characteristics and the stability equivalence for singular system and impulsive singular systems [J]. Mathematica Applicata, 1997, 10(1): 96-100.

[16] Ding Y C, Zhu H, Zhang Y P, et al. Robust stabilization of stochastic singular systems with markovian switching [J]. Advanced Materials Research, 2012, 591: 1496-1501.

[17] Zhou L, Ho D W C, Zhai G. Stability analysis of switched linear singular systems[J]. Automatica, 2013, 49(5): 1481-1487.

[18] 关治洪, 刘永清. 奇异脉冲系统解的构造和稳定性[J]. 华中师范大学学报: 自然科学版, 1995, 29(3): 276-280.  
Guan Z H, Liu Y Q. Stability and construction of solutions for singular and measure systems with impulsive effect[J]. Journal of Central China Normal University (Nat. Sci), 1995, 29(3): 276-280.

[19] Yao J, Guan Z H, Chen G R, et al. Stability, robust stabilization and  $H_\infty$  control of singular impulsive systems via switching control[J]. Systems and Control Letters, 2006, 55(11): 879-886.

[20] Zhou L, Yang C, Zhang Q, et al. Finite-time stability analysis for linear time-varying singular impulsive systems[J]. Scientific Research and Essays, 2011, 6(16): 3344-3350.

[21] Guan Z H, Yao J, Hill D J. Robust  $H_\infty$  control of singular impulsive systems with uncertain perturbations[J]. Circuits and Systems II: Express Briefs, IEEE Transactions on, 2005, 52(6): 293-298.

[22] Guan Z H, Qian T H, Yu X. On controllability and observability for a class of impulsive systems[J]. Systems and Control Letters, 2002, 47(3): 247-257.

(责任编辑: 尹 闯)

(上接第 410 页 Continue from page 410)

将一个散射体和两个散射体束流利用率进行比较, 可以发现单膜散射法的束流利用率为 5%, 单阻止柱双散射体方法的为 17%, 而双环双散射体方法的为 27%, 双环双散射体方法的束流利用率明显提高。这是因为双环双散射体的第二个散射体为环形结构, 利用内盘和外环散射材料散射能力的不同而形成均匀分布的束流; 而单阻止柱双散射系统中, 第二个散射体前面的阻止柱完全阻挡掉中心轴线的部分束流, 然后再经过第二个散射体, 在测量平面上得到均匀分布的束流。

综合考虑束流利用率, 平均能量损失及形成距离, 单膜散射法通常用来扩展半径为 2 cm 以下的束流, 双散射体方法可以用来扩展半径为 10 cm 以下的束流, 是单膜散射法的 5 倍。双环双散射体方法的形成距离比单阻止柱双散射体方法小, 便于安装在转动机架上。因此, 双环双散射体方法是被动散射体方法中比较好的方法。

参考文献:

[1] Kostjuchenko V, Nichiporov D, Luckjashin V. A com-

pact ridge filter for spread out Bragg peak production in pulsed clinical beams [J]. Med Phys, 2001, 28: 1427-1430.

[2] Smith A R. Proton therapy [J]. Phys Med Biol, 2006, 51: R491-R504.

[3] Highland V L. Some practical remarks on multiple scattering[J]. Nucl Instr Meth, 1975, 129: 497-499.

[4] Ferrari A, Sala P R, Fasso A, et al. Fluka: A multi-particle transport code[J]. CERN European Organization for Nuclear Research, 2005, 10: 49-61.

[5] 郁庆长, 罗正明. 质子治疗技术基础[M]. 北京: 原子能出版社, 1999: 94-103.  
Yu Q C, Luo Z M. The Basic of Proton Therapy Technology[M]. Beijing: Atomic Energy Press, 1999: 94-103.

[6] Takada Y. Dual-ring double scattering method for proton beam spreading[J]. Japan J Appl Phys, 1994, 33: 353-359.

[7] Gottschalk B. Multiple Coulomb scattering of 160 MeV protons[J]. Nucl Instr Meth B, 1993, 74: 467-490.

(责任编辑: 米慧芝)