

质子散射角分布的蒙特卡罗模拟^{*}

鞠志萍 曹午飞 刘小伟[†]

(中山大学物理科学与工程技术学院, 广州 510275)

(2008 年 4 月 2 日收到, 2008 年 4 月 24 日收到修改稿)

利用 Monte Carlo 模拟软件 Fluka2006.3b.2 模拟计算质子经单膜散射后粒子角分布及能量分布, 讨论质子束能量、散射体材料及厚度对散射角分布的影响. 结果表明: 薄的高原子序数材料适合做散射体.

关键词: 质子治疗, 束流扩展, 单膜散射法, 散射角

PACC: 2880, 0650

1. 引言

质子治疗束流配送系统中, 被动束流扩展方法由于简单、安全、可靠的特点而得到广泛应用^[1, 2]. 被动束流扩展法是将加速引出的束流经过一个或两个散射体散射后扩展成均匀分布的束流. 均匀分布的束流可以保证病灶的每个部分都接受相同剂量的照射, 因此研究质子经过散射体后的束流分布特性非常必要. 利用解析计算的方法得到笔束被薄散射体散射后, 其角分布近似为高斯分布^[3, 4]. 对高斯角分布半宽度 θ_0 的近似计算中, 有几种半经验公式^[5, 6], 其中 Highland 引入辐射长度, 得到计算 θ_0 相对准确而简单的公式^[7, 8]. 而 Monte Carlo 方法是一种比解析方法更精确的计算方法^[9-11]. 本文用 Monte Carlo 方法计算单能质子经过薄散射体后的束流分布特性, 讨论入射质子能量、散射体材料和厚度等因素对散射角分布的影响.

2. 计算方法及计算模型

采用 Monte Carlo 多粒子运输软件 Fluka2006.3b.2^[12], 计算单能质子经过薄散射体后束流分布特性. 图 1 是模拟的几何示意图. 图中标号区间 1 是黑洞, 粒子进入黑洞即消失, 表示粒子运动的终止. 标号 2 是真空, 标号 3 是质子束, 标号 4 是散射体, 标号 5 是记录平面. 铅笔束沿中心轴线方向

垂直入射到半径为 15 cm, 高度为 D 的散射体上. 距散射体为 L , 垂直入射束方向是记录平面.

质子的截止能量为 100 keV, 计算分 5 次循环, 每次循环产生 1×10^6 个质子. 在记录平面上得到质子通量随散射角的变化关系, 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, 这样保证统计误差小于 2%, 得到高斯拟合的半宽度 θ_0 (度).

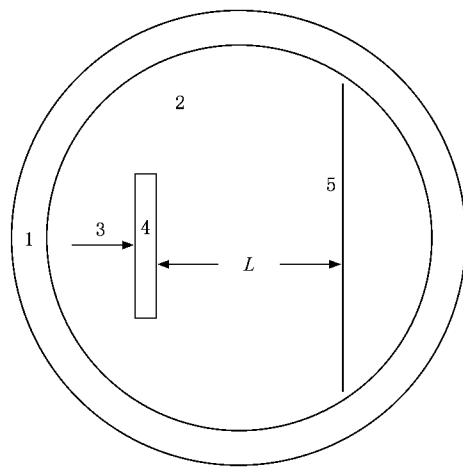


图 1 模拟的几何示意图

3. 计算结果

3.1. 入射质子能量对 θ_0 的影响

在质子治疗中, 入射质子的能量通常选择在 70

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 30675175)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: stslxw@mail.sysu.edu.cn

MeV—230 MeV 范围内,图 2 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 $L = 300 \text{ cm}$, θ_0 随入射质子能量的变化关系.对同一厚度的靶膜,随着质子能量增加, θ_0 增大.当入射质子能量较高时,模拟结果与公式计算的结果符合较好.对于 0.1 g/cm^2 的薄散射膜,Pb 和 Al 的模拟结果与公式计算的结果相差在 5% 以内.公式对 Pb 的符合程度好于 Al.

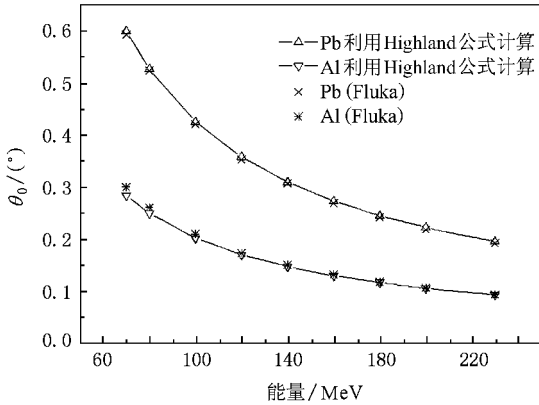


图 2 θ_0 随入射质子能量的变化关系

3.2. 散射材料及厚度对 θ_0 的影响

θ_0 不仅与入射质子能量有关,散射体材料与厚度的不同对 θ_0 也有影响.将入射质子能量固定为 $E = 70 \text{ MeV}$,分别计算 Be,Al,Cu,Ta,Pb 几种散射体材料在膜厚 $D = 0.1, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0 \text{ g/cm}^2$ 时, θ_0 的变化,如图 3.相同厚度条件下,Pb 做散射体时 θ_0 最大,其次是 Ta,而 Be 做散射体时 θ_0 最小.即散射体材料的原子序数越大, θ_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 4 是将不同厚度的 Pb,Al 膜的模拟结果与公式计算的结果做对比.模拟结果与公式计算都表明,随着膜厚的增加, θ_0 增大.膜厚增加,二者的相差越来越大.当膜厚小于 1 g/cm^2 时,Pb 计算结果与模拟结果相差 5%,Al 计算结果与模拟结果相差 8%.公式对 Pb 的符合程度好于 Al.

3.3. 散射体材料和厚度与照射野形成距离的关系

质子经过一个散射体后其束流分布可近似描写为高斯函数的形式,即

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

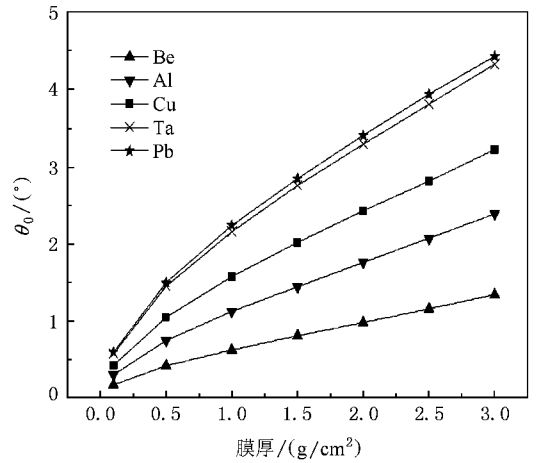


图 3 θ_0 随散射体材料及厚度的变化

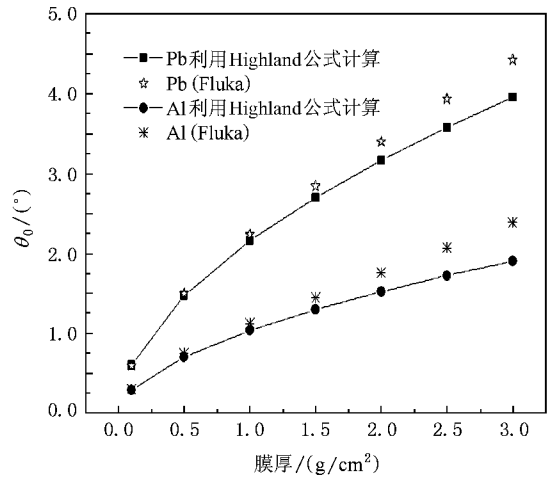


图 4 模拟结果与公式的比较

其中 R 是高斯分布的均方根散射半径(其中 $R = \sqrt{2}L\theta_0$), r 是到束流中心的距离.在临床治疗中,为了保证疗效,必须使病灶的每个部分都接受相同剂量的束流照射.当要求束流分布的均匀性 U 在 $\pm 2.5\%$ 以内,有

$$L = \frac{r_0}{\theta_0 \sqrt{-2\ln(0.95)}}. \quad (2)$$

表 1 的计算结果由(2)式得到测量平面上半径 r_0 为 2 cm ,束流分布均匀行为 $\pm 2.5\%$ 的照射野,形成距离 L 的变化.由表 1 中的数据可以看出,相同的散射体,随膜厚的增加,照射野形成距离减小.相同膜厚的不同散射体,Pb 的照射野形成距离最小.照射野的形成距离过长,就需要庞大的束流配送系统.因此,为减小照射野的形成距离,厚的 Pb 膜适合

做散射体,与 3.2 的结论一致.

表 1 散射体材料和厚度与照射野形成距离的关系

材料 L/cm $DK(g/cm^2)$	材料				
	Be	Al	Cu	Ta	Pb
0.1	2130.2	1194.0	851.7	623.5	604.2
0.5	863.7	480.5	342.8	247.2	239.2
1.0	573.8	319.5	227.4	166.2	160.0
1.5	443.9	248.3	177.7	130.0	126.0
2.0	366.2	204.0	147.7	108.9	105.3
2.5	309.9	173.2	127.4	94.0	90.9
3.0	267.5	150.1	111.3	82.8	80.9

3.4. 散射体厚度对出射质子束流的影响

单能质子束经过靶膜后,出射的质子能量并不是单一的,而是呈一定的离散分布. $E = 70$ MeV 的质子束入射到质量厚度为 0.5, 1.0, 1.5 g/cm^2 的 Pb 膜, $L = 300$ cm, 能量损失与质子通量的关系如图 5. 从图上可以看出来, 能量损失也近似高斯分布. 三个厚度膜的平均能量损失为 2.25, 4.6, 7 MeV. 散射膜越厚, 总能量损失越多, 能量离散越大. 能量离散大, 对射程调制是不利的. 因此, 要保证单能质子束经过膜后能量离散小, 靶膜不能很厚. 综合考虑 3.2, 3.3 的结论, 薄的高原子序数材料适合做散射体.

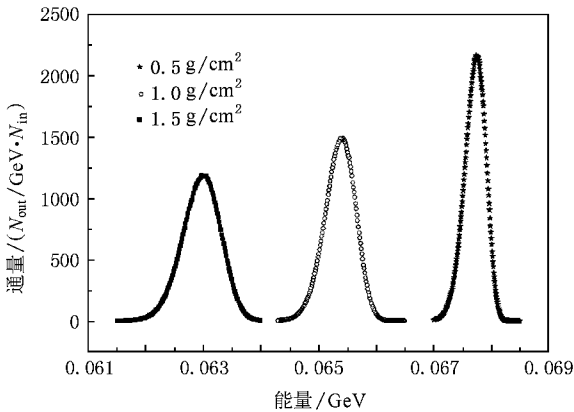


图 5 通量随能量的变化 (N_{out} 和 N_{in} 分别为出射粒子数和入射粒子数)

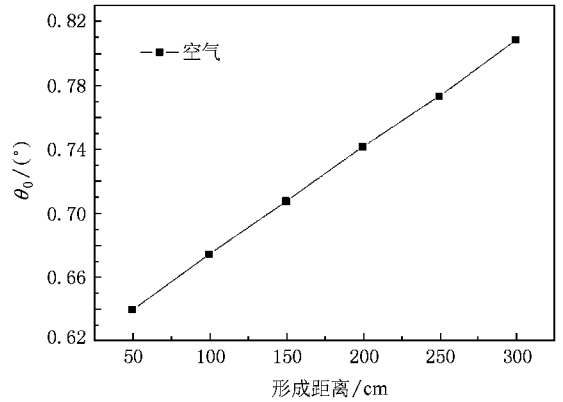


图 6 θ_0 随形成距离的变化关系

3.5. 在空气中形成距离 L 对 θ_0 的影响

上面都是在真空中计算的结论, 图 6 比较空气中形成距离的改变对 θ_0 的影响. 用 70MeV 的单能质子轰击 0.1 g/cm^2 的 Pb 膜, 并改变形成距离 $L = 50, 100, 150, 200, 250$ cm 时, 模拟得到 θ_0 随 L 的改变. 从图 6 看出, 在空气中, L 越大, θ_0 就越大, 说明质子被靶散射后, 到记录平面的过程中, 质子与空气分子的碰撞有能量损失, 使质子总能量变小, 散射角变大. 能量的损失使质子在组织中的射程变小, 使肿瘤后沿接受不到剂量照射, 对治疗不利. 因此在设计被动散射系统时, 要考虑到在空气中的能量损失.

4. 结 论

单膜散射法束流扩展系统中, 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的散射质子可以利用, 束流的利用率很低. 一般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.

- [1] Fontenot J D , Newhauser W D , Titt U 2005 *Radiat . Prot . Dosim .* **116** 211
- [2] Smith A R 2006 *Phys . Med . Biol .* **51** 491
- [3] Carlsson J , Rosander D 1973 *Phys . Med . Biol .* **18** 633
- [4] Yang D L , Wu Z W , Jiang B , Luo Z M 2004 *Chin . Phys . Lett .* **21** 2547
- [5] Lynch G R , Dahl O I 1991 *Nucl . Instr . and Meth . B* **58** 6
- [6] Gottschalk B , Koehler A M , Schneider R J , Sisterson J M , Wagner M S 1993 *Nucl . Instr . and Meth . B* **74** 467
- [7] Highland V L 1975 *Nucl . Instr . and Meth .* **129** 497
- [8] Highland V L 1979 *Nucl . Instr . and Meth .* **161** 171
- [9] Paganette H , Jiang H , Lee S Y , Kooy H M 2004 *Med . Phys .* **31** 2107
- [10] Colin B , David S , Hugo P , Andrzej K 2006 *Nucl . Instr . and Meth . A* **562** 1005
- [11] Herault J , Iborra N 2005 *Med . Phys .* **32** 910
- [12] Ferrari A , Sala P R , Fasso A , Ranft J 2005 *A multi-particle transport code Fluka* (CERN European organization for nuclear research)

Study of scattering angular distribution of proton using Monte-Carlo method^{*}

Ju Zhi-Ping Cao Wu-Fei Liu Xiao-Wei[†]

(*Institute of Physics Science and Engineering , Sun Yat-Sen University , Guangzhou 510275 , China*)

(Received 2 April 2008 ; revised manuscript received 24 April 2008)

Abstract

The single-scattering-foil method is the basic of passive proton beam spreading system. In this paper , the angular distribution and energy distribution of proton beam on passing through a single scattering foil are calculated using Monte-Carlo multi-particle transport code Fluka2006.3b.2. , including the effect of proton energy , scattering material and target thickness on scattering angle. The result shows that thin-high-atomic-number material can be used as the scattering material.

Keywords : proton therapy , beam spreading , single-scattering-foil method , scattering angular

PACC : 2880 , 0650

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10675175).

[†] Corresponding author. E-mail : stslxw@mail.sysu.edu.cn