

质子照相中基于能量损失的密度重建

陈锋 郑娜 许海波

Density reconstruction based on energy loss in proton radiography

Chen Feng Zheng Na Xu Hai-Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 206101 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181039

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181039>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[65 nm 互补金属氧化物半导体场效应和晶体管总剂量效应及损伤机制](#)

Radiation effect and degradation mechanism in 65 nm CMOS transistor

物理学报.2018, 67(14): 146103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172542>

[典型模拟电路低剂量率辐照损伤增强效应的研究与评估](#)

Estimation of low-dose-rate degradation on bipolar linear circuits using different accelerated evaluation methods

物理学报.2018, 67(9): 096101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180027>

[质子辐照对永磁合金微观结构演化的研究](#)

Effect of proton irradiation on microstructure evolution of permanent magnet

物理学报.2018, 67(1): 016104 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.20172025>

[Sm₂Co₁₇ 型永磁合金的辐照效应研究](#)

Irradiation effect of Sm₂Co₁₇ type permanent magnets

物理学报.2017, 66(22): 226101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.226101>

[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): 026103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.026103>

质子照相中基于能量损失的密度重建*

陈锋¹⁾ 郑娜^{2)†} 许海波²⁾

1) (中国工程物理研究院研究生部, 北京 100088)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2018年5月28日收到; 2018年7月23日收到修改稿)

提出了一种质子能量在中高能时利用能量损失进行密度重建的方法, 并利用 Bethe-Bolch 公式给出了利用能量损失进行密度重建的方程及条件. 针对 1.6 GeV 的质子能量, 通过定量计算常见材料的阻止本领, 得出质子能量在 1.45—1.6 GeV 范围内时, 材料的阻止本领的变化率小于 1%, 可近似为常数. 最后, 通过理论计算和 Geant 4 模拟, 得出质子能量在 1.6 GeV 时, 可以对面密度为 113 g/cm^2 的缩比法国实验客体进行密度重建.

关键词: 能量损失, 密度重建, 蒙特卡罗模拟, Geant4 程序

PACS: 61.80.-x, 25.40.Ep, 24.10.Lx

DOI: 10.7498/aps.67.20181039

1 引言

1996年, 美国洛斯·阿拉莫斯国家实验室(LANL)的科学家 Gavron 等提出用质子代替 X 光进行辐射照相, 为流体动力学实验提供了一种先进的诊断方法. 自此, 美国^[1,2]和俄罗斯^[3]均在高能质子照相上投入了大量的人力物力, 针对流体动力学的一些关键科学问题, 开展相关理论和实验研究, 结果论证了高能质子照相技术在致密物质内部几何结构和物理特性的诊断方面具有革命性的进步. 与传统的 X 射线照相相比, 质子照相在穿透能力、精细结构分辨、物质混合诊断、密度和空间分辨、多时刻和多角度成像等方面有明显的优势. 美国 LANL 利用洛斯·阿拉莫斯中子散射中心(LAN-SCE) 800 MeV 的质子照相装置对小尺寸内爆做了大量研究, 论证了质子照相技术对动态样品的连续成像能力和材料分辨能力; 2011年 LANL 利用布鲁克海文实验室的交替同步质子加速器(AGS)对法国实验客体(FTO)进行了质子照相, 其能量为

24 GeV, 分析得出质子照相对于客体具有 1% 的密度分辨能力和 $200 \mu\text{m}$ 的空间分辨能力. 俄罗斯理论物理所和高能所也分别利用 800 MeV 的 TWAC 加速器和 70 GeV 的质子 U70 加速器装置, 开展了多种爆轰实验和分解实验^[4]. 德国重离子研究中心(GSI)利用反质子和离子研究装置(FAIR)进行了质子照相研究^[5]. 质子照相在国内主要处于理论分析和模拟阶段^[6-10]. 实验方面, 中国原子能研究院设计了 100 MeV 的质子照相装置^[11]. 兰州近代物理研究所重离子加速器(HIRFL)设计了 600 MeV/u 的碳离子照相装置^[12,13]. 中国工程物理研究院流体物理研究所开展了低能 11 MeV 的设计研究^[14], 2017年, 在神光 II 升级装置上开展了首轮激光加速质子对间接驱动快点火靶内爆过程的照相实验研究, 经过优化激光与靶参数, 获得了能量高于 18 MeV 的质子束^[15]. 高能质子照相中的成像部件主要是 Zumbro 磁透镜^[16], 它的特点是可以使得客体平面不同位置出发而散射角度相同的质子在中心平面上汇聚, 因而可以在中心平面上设置一个角度准直器, 将大角度散射的粒子屏蔽掉.

* 国家自然科学基金(批准号: 11675021)、国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 11505014)和中国工程物理研究院院长基金(批准号: 201402086)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zheng_na@iapcm.ac.cn

LANL 科学家利用核衰减和库仑散射两种作用的信息来重建图像.

能量损失是阻止本领在路径上的积分, 能量损失的密度重建只在医学上有广泛的应用^[17,18]. 人体大多数是水, 并且体量元素大多是较轻的元素, 医学上用水近似代替其他物质组分(比如脂肪、软骨、肺等). 不同物质等价于不同密度的水, 所以可以用水的平均电离势代替其他物质, 这意味着阻止本领正比于实际密度, 因而可以利用能量损失进行密度重建. 当客体所含物质原子序数变化较大时, 除了 Z/A 值的变化(当 Z 大于 29 时, 随着原子序数增大而减小), Z 的不同也使得平均电离势有很大的不同, 不能看作常数, 这种情况下, 不能直接利用能量损失对多材料客体进行密度重建. 对于中高能质子, 材料的阻止本领随能量的变化比较缓慢, 在一定近似条件下可以认为阻止本领只是材料密度的函数. 可以先通过能量损失得到阻止本领, 再从阻止本领得到密度, 从而达到诊断密度的目的. 本文将对阻止本领随能量的变化进行研究, 在适当的能区范围内, 通过阻止本领实现对客体的密度重建.

2 基于能量损失的密度重建原理

2.1 理论分析

当质子入射到靶物质时, 与靶原子发生相互作用而损失能量, 可以通过修正后的 Bethe-Bloch 公式描述^[19]:

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{C}{Z} - \frac{\delta}{2} \right], \quad (1)$$

其中

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M} \right)^2}, \quad (2)$$

$\frac{dE}{dx}$ 是阻止本领, $K = 0.3071 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mol}$, ρ 是密度, Z 是原子序数, A 是原子量, β 是相对论速度因子, γ 是相对论因子, m_e 是电子静止质量, c 是光速, T_{\max} 是单次碰撞中质子传递给电子的最大动能, M 是质子运动时的质量, I 是靶材平均电离势. $C = K(Z/A)/(4m_e c^2)$ 是壳层效应因子, 在低能下作用显著; δ 是由于介质极化造成的密度修正因子.

在非常高的质子能量下, 密度修正因子可写为

$$\frac{\delta}{2} \rightarrow \ln \left(\frac{\hbar \omega_p}{I} \right) + \ln(\beta \gamma) - \frac{1}{2}. \quad (3)$$

从(1)式可知, 阻止本领与入射质子能量有关. 为了方便讨论, 以 S 表示阻止本领, 引入参量 $G = \beta \gamma = P/M$, 则 $\gamma = \sqrt{G^2 + 1}$; $\beta = G/\sqrt{G^2 + 1}$. 代入(1)式可得

$$S = K \rho \frac{Z}{A} \frac{G^2 + 1}{G^2} \left\{ \ln(2m_e c^2 G^2) - \frac{1}{2} \ln \left[1 + \frac{2\sqrt{G^2 + 1} m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M} \right)^2 \right] - \ln I - \frac{G^2}{G^2 + 1} - \frac{C}{Z} - \frac{\delta}{2} \right\}. \quad (4)$$

以 U 代替(4)式中除密度以外的多项式, 则

$$S = U \rho. \quad (5)$$

因为密度仅由材料决定, 因此与入射质子相关的量是 U , 对 G 求导有

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial G} = \frac{KZ}{A} \left\{ \left(-\frac{2}{G^3} \right) \left[\ln(2m_e c^2 G^2) - \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{2\sqrt{G^2 + 1} m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M} \right)^2 \right) - \ln I - \frac{G^2}{G^2 + 1} - \frac{C}{Z} - \frac{\delta}{2} \right] + \left(\frac{G^2 + 1}{G^2} \right) \left[\frac{1}{G} - \frac{1}{2} \frac{\frac{m_e}{M} \frac{G}{\sqrt{G^2 + 1}}}{1 + \frac{2\sqrt{G^2 + 1} m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M} \right)^2} - \frac{2G}{(G^2 + 1)^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial \delta}{\partial G} \right] \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

将(2)式代入(6)式, 整理并计算当 $G \rightarrow \infty$ 时的极限

$$\lim_{G \rightarrow \infty} \frac{\partial U}{\partial G} = \frac{KZ}{A} \lim_{G \rightarrow \infty} \left\{ -\frac{\ln(G)}{G^3} \right\} = 0, \quad (7)$$

因此, 对于 G 非常大的能量区间内, U 基本为常数.

通过数值计算可以对 $\frac{\partial U}{\partial G}$ 和 G 的关系进一步研究, 本文通过定量计算, 对常见材料 Mg, Al, Fe, Cu, W 和 Pb 进行分析研究, 计算结果如图 1 所示. 可以看出, 各种材料的 $\frac{\partial U}{\partial G}$ 将随着 G 的增大逐渐趋近于零, 这与当 $G \rightarrow \infty$ 时的极限为零相符. 表 1 列出各材料在质子能量为 1.45—1.6 GeV 时的 $\frac{\partial U}{\partial G}$ 值; 表 2 列出各材料在质子能量为 1.45—1.6 GeV 时的 U 值.

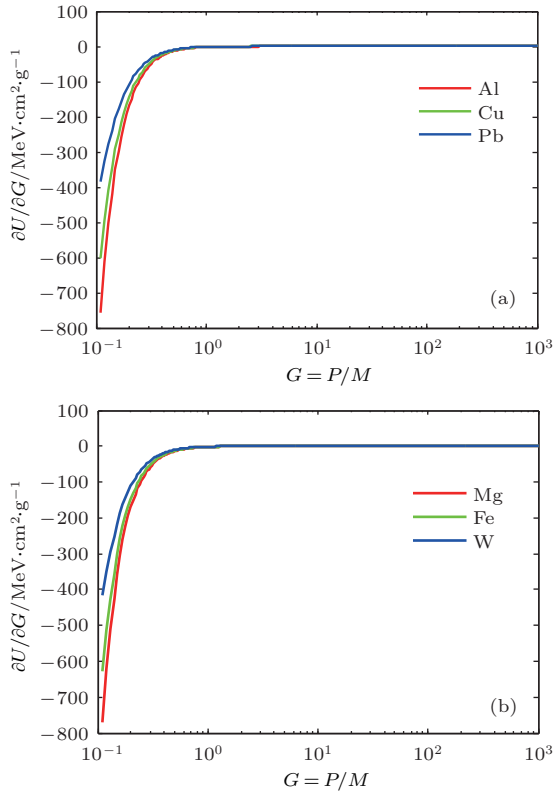


图1 材料的 $\frac{\partial U}{\partial G}$ 值与 G 的关系 (a) 铝、铜、铅; (b) 镁、铁、钨

Fig. 1. The relationship between $\frac{\partial U}{\partial G}$ and G for different materials: (a) Al, Cu, Pb; (b) Mg, Fe, W.

从表1可以看出,当质子能量在1.45—1.6 GeV范围内时,各材料的 $|\partial U/\partial G|$ 值在零附近,并随着原子序数的增大有递减的趋势;从表2可以看出,材料的 U 值相对变化率 $|\Delta U/U|$ 小于1%,并且随着原子序数增大有逐渐减小的趋势.因而可以认为,在此能量区间内,各材料的 U 值随能量的变化可以忽略,因此,在此能区内 $\partial U/\partial G \approx 0$,即各材

表1 质子能量分别为1.45 GeV和1.6 GeV时,材料的 $\partial U/\partial G$ 值

Table 1. The $\partial U/\partial G$ value of the material, the energy of the proton is 1.45 GeV and 1.6 GeV.

材料	$\partial U/\partial G$ (1.45 GeV) MeV·cm ² ·g ⁻¹	$\partial U/\partial G$ (1.6 GeV) MeV·cm ² ·g ⁻¹
Air	-0.0928	-0.0414
Mg	-0.0878	-0.0546
Al	-0.0864	-0.0537
Fe	-0.0326	-0.0045
Cu	-0.0294	-0.0018
W	-0.0015	0.0225
Pb	-0.0158	-0.0056

料的 U 值近似为常数, U 值由入射质子能量决定.

将密度函数沿每一条射线的积分离散化,由(1)式和(4)式可得多材料客体的能量损失公式为

$$\Delta E_i = \sum_m \sum_k U_{mk} l_{ik} \rho_k, \quad (8)$$

其中 ΔE_i 是第 i 条射线对应的能量损失值, U_{mk} 是体素 k 中材料 m 的 U 值, l_{ik} 是几何矩阵的第 mk 个元素,它与沿射线 i 通过体素 k 的光程相关.可以通过(8)式进行密度重建.

表2 质子能量分别为1.45 GeV和1.6 GeV时,材料的 U 值

Table 2. The U value of the material, the energy of the proton is 1.45 GeV and 1.6 GeV.

材料	U (1.45 GeV) MeV·cm ² ·g ⁻¹	U (1.6 GeV) MeV·cm ² ·g ⁻¹	$ \frac{\Delta U}{U} $
Air	1.859	1.843	0.86%
Mg	1.718	1.703	0.89%
Al	1.660	1.645	0.91%
Fe	1.493	1.479	0.93%
Cu	1.443	1.429	0.93%
W	1.167	1.159	0.73%
Pb	1.147	1.141	0.52%

2.2 能量歧离对密度重建的影响

单能的质子束通过靶材后出射质子将不是单能的,而是近似为高斯分布,其中能量损失的涨落称为能量歧离,能量歧离直接导致重建密度出现涨落.能量损失值相对于初始能量不超过20%时,能量歧离值由Bohr理论^[20]计算:

$$\Omega = \frac{Z}{A} \rho K \int_0^d \frac{1 - \frac{1}{2} \beta^2(E(E_{in}, x))}{1 - \beta^2(E(E_{in}, x))} dx, \quad (9)$$

其中 $E(E_{in}, x)$ 是能量为 E_{in} 的入射质子通过靶厚 x 时的平均能量值; Z, A, ρ, K 和 β 的定义同(1)式.

本文讨论的质子能量区间为1.45—1.6 GeV,质子初始能量为1.6 GeV时,最大能量损失相对于初始值将不超过10%,因此可以用Bohr理论计算能量歧离.通过(8)式和(9)式可以得出能量歧离造成的密度误差为

$$\Omega_i = \sum_m \sum_k U_{mk} l_{ik} \Delta \rho_k. \quad (10)$$

图2是1.6 GeV质子穿过面密度为115.5 g/cm²的钨靶时的出射能量分布,得出能量平均值

为1.468 GeV, 能谱满足高斯分布, 其半高全宽 (FWHM) 为12 MeV, 左右各偏离6 MeV. 造成的密度误差为0.86 g/cm³, 相对误差4.47%.

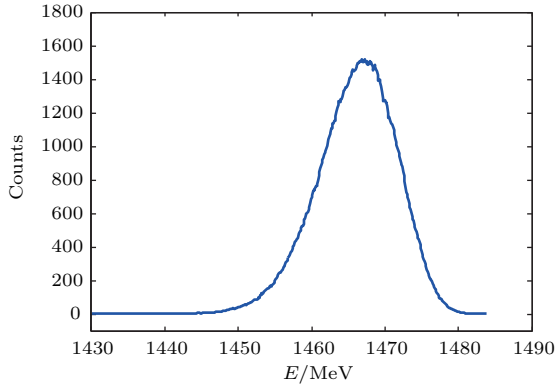


图2 出射质子的能量分布

Fig. 2. The energy distribution of the emitted proton.

2.3 物理建模

以缩比FTO为研究对象, 开展密度重建研究. FTO是美、英、法等国为了研究初级武器的动态行为而设计的与之等效的静态客体, 最大面密度约200 g/cm². FTO结构如图3所示, 由一组同心球层组成, 中心区是空区. 空球半径为1 cm, 第二层和第三层分别是钨和铜, 球半径分别是4.5和6.5 cm, 入射质子为1.6 GeV, 进行密度重建的能区为1.45—1.0 GeV, 因此最大能损值为150 MeV. 本文将FTO按比例缩小, 使其对应的最大能损值为150 MeV, 此时球半径从外到内依次为4.0, 2.7和0.6 cm, 对应的面密度为113 g/cm².

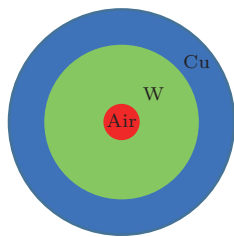


图3 FTO 客体

Fig. 3. French test object.

2.4 蒙特卡罗模拟

扫描质子成像系统可以避免MCS在接受平面处造成的图像模糊, 如图4所示, 质子细束沿着x方向对客体进行等间隔扫描, 并且两个探测器分别记录入射质子能量和出射质子能量, 将客体以等角度间隔进行旋转, 并且重复此过程, 直到旋转180°

或360°, 从而可以通过入射能量值和出射能量值进行图像重建. 影响质子辐射照相扫描系统的密度分辨率的因素有能量歧离、入射质子能量的分散和能量探测器的噪声, 其中能量歧离是限制密度分辨率的主要因素.

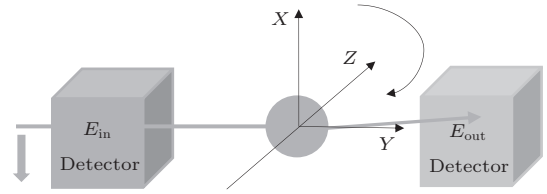


图4 扫描质子成像示意图

Fig. 4. The schematic diagram of a proton CT scanner.

本文利用Geant 4^[21,22]软件, 基于入射能量为1.6 GeV的质子实现扫描成像. 入射质子为1.6 GeV的单能质子束, 质子数为10⁶, 扫描间隔为0.5 mm, 旋转角度间隔为0.9°(如果是球对称客体则仅测1次投影值), 探测器为薄层介质板.

3 数值模拟与密度重建

通过数值模拟可以得到能量损失随位置的分布, 从而可以利用(8)式通过求解线性方程组, 重建得到密度分布. 图5(a)和图6(a)分别是理论计算和Geant 4软件模拟的对称轴上能量损失随位置的分布, 图5(b)和图6(b)分别是采用两种方法利用(8)式重建的对称轴上密度随位置的分布. 由图5(a)和图6(a)均可以看出能量损失值在材料界面处有明显变化, 是典型的有利于界面确定和密度重建的分布图像.

4 结论

通过理论分析得出利用能量损失进行密度重建的方程. 当质子能量区间在1.45—1.6 GeV时, 理论计算和Geant 4模拟结果表明, 材料阻止本领的变化率小于1%, 可以认为各材料的阻止本领不随能量变化, 仅由入射质子能量决定, 因此可以直接对多材料客体进行密度重建. 医学上主要用不同密度的水近似人体组织, 即主要是对不同密度的水进行密度重建, 并且医用质子照相能量约在200 MeV的低能区, 本文的研究可以将利用能量损失进行密度重建的方法从医学低能区推广到GeV量级的中高能区.

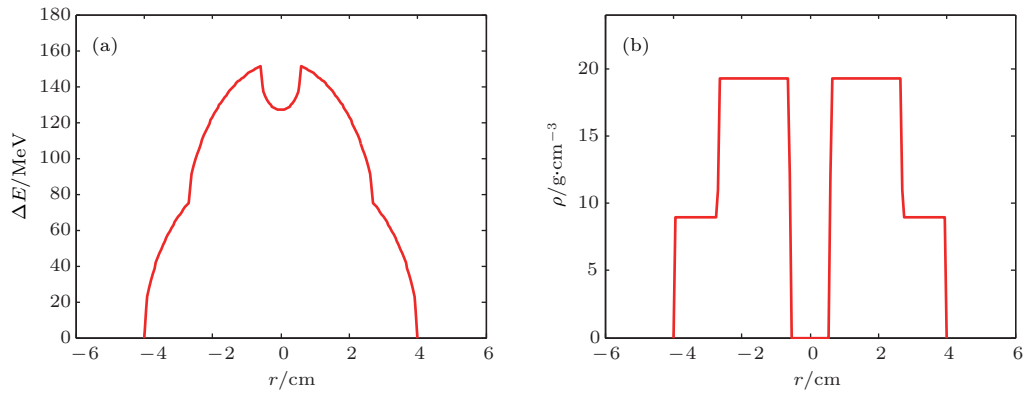


图5 理论计算结果 (a) 对称轴上能量损失值随位置的分布; (b) 对称轴上的密度分布

Fig. 5. Theoretical calculation results: (a) The distribution of the energy loss value with the position on a symmetric axis; (b) density distribution on the symmetric axis.

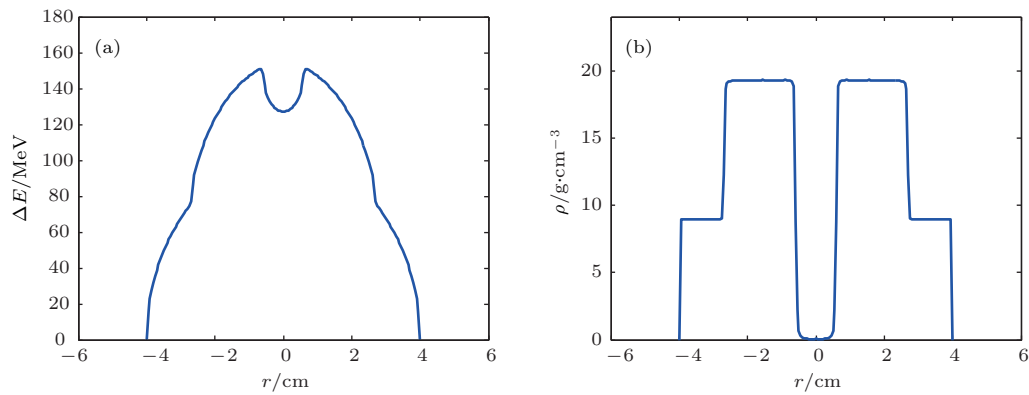


图6 Geant 4 软件模拟结果 (a) 对称轴上能量损失值随位置的分布; (b) 对称轴上的密度分布

Fig. 6. Geant 4 simulation results: (a) The distribution of the energy loss value with the position on a symmetric axis; (b) density distribution on the symmetric axis.

参考文献

[1] Burtsev V V, Lebedev A I, Mikhailov A L, et al. 2011 *Combust. Explo. Shock Waves* **47** 627

[2] Morris C L, Ables E, Alrick K R, et al. 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 104905

[3] Antipov Y M, Afonin A G, Gusev I A, et al. 2013 *At. Energy* **114** 359

[4] Antipov Y M, Afonin A G, Vasilevskii A V, et al. 2010 *Instrum. Exp. Tech.* **53** 319

[5] Varentsov D, Antonov O, Bakhmutova A, et al. 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 023303

[6] Teng J, Hong W, Zhao Z Q, Wu S C, Qin X Z, He Y L, Gu Y Q, Ding Y K 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1635 (in Chinese) [滕建, 洪伟, 赵宗清, 巫顺超, 秦孝尊, 何颖玲, 谷渝秋, 丁永坤 2009 物理学报 **58** 1635]

[7] Teng J, Zhao Z Q, Zhu B, et al. 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 035203

[8] Xu H B, Zheng N 2015 *Chin. Phys. C* **39** 078201

[9] Wu X J, Wang X F, Chen X H 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 065201

[10] Yang S Q, Zhou W M, Wang S M, Jiao J L, Zhang Z M, Cao L F, Gu Y Q, Zhang B H 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 184101 (in Chinese) [杨思谦, 周维民, 王思明, 矫金龙, 张智猛, 曹磊峰, 谷渝秋, 张保汉 2017 物理学报 **66** 184101]

[11] Yang J J, Zhen X, Wei S M, Lv Y L, Wang F, Zhang Y W, Wen L P, Liu J Y, Cai H R, Ge T, Zhang S P, Cao L, Zhang T J, Li Z G 2016 *CYC2016 Proceedings of the 21st International Conference on Cyclotrons and their Applications Zurich, September 11–16, 2016* p401

[12] Merrill F E 2015 *Rev. Accl. Sci. Tech.* **8** 165

[13] Sheng L, Zhao Y, Yang G, et al. 2014 *Laser Part. Beams* **32** 651

[14] Wei T, Yang G J, Li Y D, Long J D, He X Z, Zhang X D, Jiang X G, Ma C F, Zhao L C, Yang X L, Zhang Z, Wang Y, Pang J, Li H, Li W F, Zhou F X, Shi J S, Zhang K Z, Li J, Zhang L W, Deng J J 2014 *Chin. Phys. C* **38** 087003

[15] Teng J, Hong W, He S K, Deng Z G, Zhu B, Zhang T K, Yu M H, Qian F, Zhang B, Qi W, Zhang Z M, Bi B, Shan L Q, Zhang F Q, Yang L, Lu F, Zhang F, Li J, Chen T, Wu Y C, Cui B, Zhou W M, Cao L F, Gu Y Q 2017 *High. Pow. Las. Part. Beam.* **29** 092001 (in Chinese) [滕建, 洪伟, 贺书凯, 邓志刚, 朱斌, 张天奎, 于明海, 钱凤, 张博, 齐伟, 张智猛, 毕碧, 单连强, 张发强, 杨雷,

- 卢峰, 张锋, 李晋, 陈韬, 吴玉迟, 崔波, 周维民, 曹磊峰, 谷渝秋 2017 强激光与粒子束 **29** 092001]
- [16] Mottershead C T, Zumbro J D 1997 *Particle Accelerator Conference Vancouver, May 16, 1997* p1397
- [17] Hanson K M, Bradbury J N, Koeppe R A, Macek R J, Machen D R, Morgado R, Paciotti M A, Sandford S A, Steward V W 1982 *Phys. Med. Biol.* **27** 25
- [18] Schulte R W, Bashkurov V, Loss K M C, Li T F, Wroe A J, Evseev I, Williams D C, Satogata T 2005 *Med. Phys.* **32** 1035
- [19] Groom D 1993 *PDG* 06
- [20] Bohr N 1948 *Freshwater Biol.* **44** 213
- [21] Agostinelli S, Allison J, Amako K A, et al. 2003 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **506** 250
- [22] Allison J, Amako K, Apostolakis J, et al. 2006 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** 270

Density reconstruction based on energy loss in proton radiography*

Chen Feng¹⁾ Zheng Na^{2)†} Xu Hai-Bo²⁾

1) (Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China)

2) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

(Received 28 May 2018; revised manuscript received 23 July 2018)

Abstract

A method of using energy loss to reconstruct the density is presented with protons at intermediate and high energy for proton radiography, and the equation and condition of density reconstruction are given based on the Bethe-Bloch formula. For the intermediate and high energy proton radiography, the stopping power of material is changed slowly within a certain energy range, and the stopping power can be approximated as a constant, then the multi-material object can be reconstructed by using the energy loss information. In this work, the protons at 1.6 GeV which can be obtained by China Spallation Neutron Source are used in the radiography, and the energy loss information is used in the reconstruction, and the Geant 4 is applied to Monte Carlo simulation. From the theoretical calculation and the Geant4 simulation, it can be seen that when the protons energy ranges from 1.45 GeV to 1.6 GeV the stopping power of material can be approximately constant, and the relative change of material stopping power is less than 1%, thus the stopping power of material is only dependent on the incident proton energy, and the density of the multimaterial object can be reconstructed by the energy loss information. The proton scanning imaging system which can avoid blurring image caused by multiple coulomb scattering at the receiving plane is used in the proton radiography to obtain the energy loss information. In the imaging system, two energy detectors are employed to record the incident energy and exit energy of protons, the object is scanned by the protons with a certain step length, and the object is rotated 180° or 360°. The energy loss distribution of the object can be obtained by the scanning imaging system, and the density of the object can be reconstructed by solving corresponding equations. The Geant 4 is used to simulate the proton scanning imaging system. In the simulation, the object is the scaling french test object (FTO) that the areal density is 113 g/cm², the protons are monoenergetic at 1.6 GeV, the scanning interval is 0.5 mm, and the rotation angle is 0.9. The results of the density reconstruction of the scaling FTO are in good agreement with the true values.

Keywords: energy loss, density reconstruction, Monte Carlo simulation, Geant 4

PACS: 61.80.-x, 25.40.Ep, 24.10.Lx

DOI: 10.7498/aps.67.20181039

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11675021), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11505014), and the Presidential Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 201402086).

† Corresponding author. E-mail: zheng_na@iapcm.ac.cn