

宽能谱质子照相术诊断材料不均匀性 及其纵向位置的数值模拟*

王振源¹⁾ 王晓方^{1)†} 刘鑫¹⁾ 安红海²⁾

1) (中国科学技术大学物理学院, 合肥 230026)

2) (中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

(2025年8月7日收到; 2026年1月10日收到修改稿)

针对质子照相诊断靶表面或内部不均匀性, 本文提出使用超短超强激光产生的宽能谱质子束分别对靶从前向和后向进行照相来诊断靶的不均匀性及其纵向位置. 使用蒙特卡罗程序模拟了宽能谱质子束对靶表面有凸起结构、靶内部有空隙结构或不均匀靶材料外覆盖有不同材料这3种不均匀结构靶的照相. 结果表明, 使用质子束从前、后两个方向对靶照相, 质子被不均匀结构散射的差异导致探测面上的质子通量密度分布不同, 不仅可以诊断不均匀结构产生的横向不均匀性, 还可以诊断不均匀结构位于靶的前、后表面或内部的纵向位置. 当靶材料的厚度未知或者靶表面或内部存在不同厚度不均匀结构时, 相对于单能质子束照相, 宽能谱质子照相中适当能量范围的质子可以使靶不均匀结构产生更高的对比度, 有助于诊断不均匀性.

关键词: 蒙特卡罗模拟, 宽能谱, 质子照相, 不均匀性

DOI: 10.7498/aps.75.20251064

CSTR: 32037.14.aps.75.20251064

1 引言

无损检测在工程物理、医学、材料等领域具有重要应用. 常用的 X 射线照相基于待测材料对 X 射线的吸收, 难以区分低 Z 材料和密度相近的异质成分^[1,2]. 质子照相术利用质子散射和能损机制, 结合布拉格峰效应在接近射程末端产生更大的能量沉积梯度^[3], 为微米级横向分辨和纵向厚度差异诊断提供了可能^[4-6]. 自 Koehler^[7] 于 1968 年首次使用加速器产生质子束实现质子照相以来, 质子照相技术已应用到多个领域. 例如, 在质子治疗肿瘤等场景^[3,8], 类似 X 射线 CT, 采用多角度质子照相技术可实现对生物组织成像的三维图像重建^[9]. 质子照相结合磁透镜成像, 已用于静态物体和力学动态过程的诊断^[10,11].

在质子照相中典型的探测方式有两种: 一是采用探测器直接接收从待测样品 (简称靶) 透射的质子束^[4-7,12-15]; 二是采用磁透镜对透射质子束成像, 将观测面成像到磁透镜的像平面, 再使用探测器接收^[10,11,16,17]. 磁透镜成像装置相对复杂, 且存在色差. 相比之下, 采用辐射变色胶片 (RCF) 等探测器直接接收从靶透射的质子束提供了简便的探测方式^[5,6,13-15,18,19]. 由于质子在靶材料中经历多次库仑散射发生随机偏转, 从靶后表面不同位置出射后自由飞行到探测面上的运动过程中, 它们的飞行轨迹可能相互交叉, 导致探测面上图像模糊而降低分辨率. 因此在直接接收透射质子束时, 通常放置探测器靠近或近贴靶后表面以减小这一影响^[5,6,13]. 基于 RCF 的响应特性, 使用多层 RCF 堆栈可以探测宽能谱范围的质子, 而每层 RCF 仅对以一定能量为峰值的小能量范围质子产生响应^[18,20].

* 等离子体物理重点实验室基金 (批准号: G142A04220106) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangl@ustc.edu.cn

传统质子加速器比较庞大,用于质子照相受限于装置和质子束的可获得性.近年超短超强激光驱动产生质子束使得质子束更容易获得,这样的质子束通常具有宽能谱,类似玻尔兹曼能量分布,质子最高能量接近 100 MeV, MeV 能量范围质子数可大于 10^{12} 个/脉冲^[15,21].激光产生质子束已应用于诊断惯性约束聚变靶丸^[13-15]、小尺度物体或等离子体的静态与动态过程的照相^[5,6,15,22].值得一提的是,Choi 等^[23]对比了飞秒激光产生的宽能谱质子束与传统加速器产生的 1.8 MeV 单能质子束的照相,结果显示宽能谱质子束照相可以产生更清晰的照相图.迄今使用激光产生的质子束照相还受制于激光束线数、多发性重复性等因素,尚不能做到类似 X 射线 CT 那样多角度照相或三维照相应用.质子照相大多使用单束质子束照射靶,并通过探测器获得透射质子束的二维分布.该方法可有效诊断靶的横向不均匀性^[4-7,13,19,23],但难以确定不均匀性的纵向位置.

考虑到激光产生质子束的宽能谱特性,本文提出一种方案,使用宽能谱质子束分别从前向、后向对靶照相来诊断靶的不均匀性及其纵向位置.采用多层 RCF 作为探测器近贴靶后表面,每层 RCF 接收一定能量范围的透射质子.本文采用蒙特卡罗程序模拟比较了宽能谱质子照相与单能质子照相,模拟了宽能谱质子束对靶表面有凸起结构、靶内部有空隙结构或不均匀靶材料外覆盖有不同材料这 3 种不均匀结构靶的照相,分析了前向、后向质子照相诊断靶不均匀结构产生的不均匀性及其纵向位置的可能性.

2 质子照相中主要物理过程

图 1 是质子照相的示意图.设入射质子束从点源 O 发出照射靶,点源与靶前表面的距离为 l ,靶厚度为 l_z ,靶后表面与探测面的距离为 L .质子在靶内传输过程中发生被靶原子散射、能量损失以及与靶原子核发生核反应等过程.下文用简化的模型和公式对质子照相中主要物理过程及产生现象进行说明.

首先是质子散射及产生现象.把入射质子束沿其横截面划分为多束极细子束.当一子束在靶内传输时,质子与靶原子发生库仑散射改变运动方向.经过多次库仑散射,该子束从靶后表面出射后变为

角发散束.散射角均方根 $\Phi(x_0)$ 近似由下式给出^[24]:

$$\Phi[\text{rad}] = \frac{13.6}{\beta c p} \sqrt{\frac{t}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \frac{t}{X_0} \right], \quad (1)$$

式中 β 为质子速度与真空光速之比, c 为真空光速, p 为质子动量,单位 MeV/ c , t 为靶的面密度(即靶材料密度 ρ 与靶厚度 l_z 的乘积), X_0 为辐射长度.因此,由于多次散射,一子束质子在靶内传输过程中沿横向扩散,以 x 轴方向为例,到达靶后表面的横向宽度可表示为

$$\delta x = \Phi(x_0) \cdot l_z, \quad (2)$$

其中, x_0 为该子束在靶面上 x 坐标.该发散束在探测面上通量密度(即单位面积的质子数)分布为高斯分布^[25,26],沿 x 轴方向的归一化一维通量密度分布可以表示为^[26]

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(\xi)} \exp \left[-\frac{(x-\xi)^2}{2(\sigma(\xi))^2} \right], \quad (3)$$

式中, ξ , x 为探测面上 x 坐标,标准差 $\sigma(\xi) = \Phi(x_0) \cdot L$.在薄靶近似下 $\xi = x_0 \cdot M$, $M = (l+L)/l$ 是探测面上照相图相对于靶面的横向放大倍数.

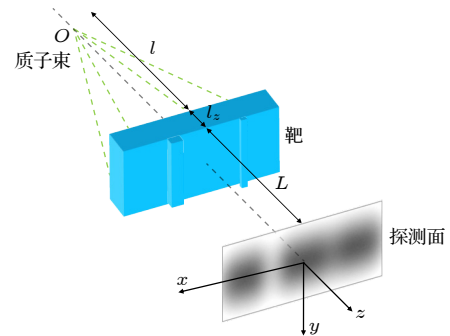


图 1 质子照相示意图

Fig. 1. Schematic diagram of proton radiography.

入射质子束在探测面上产生的通量密度分布是所有子束在探测面上产生通量密度分布的叠加^[26],即

$$F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(\xi)} \exp \left[-\frac{(x-\xi)^2}{2(\sigma(\xi))^2} \right] d\xi. \quad (4)$$

从(4)式可见,当靶存在密度或厚度不均匀时, $\Phi(x_0)$ 或 $\sigma(\xi)$ 的分布不均匀,从而导致探测面上通量密度分布 $F(x)$ 不均匀.例如,沿 x 轴方向存在靶材料-真空界面或陡峭密度梯度区,在探测面上通量密度分布 $F(x)$ 会出现峰-谷结构等调制现象^[12,26,27].

其次,(4)式也表明,由于入射质子束中不同

子束的透射束相互重叠, 造成探测面上照相图模糊, 限制了质子照相的横向空间分辨能力. 因此可采用 (3) 式中标准差 σ 来表征探测面上横向空间分辨率.

质子在靶内散射过程中还会通过激发、电离靶原子或辐射损失能量. 动能为 E 的质子经过长度为 ds 的路径传输后的平均能量损失, 也称为阻止本领, 由贝特-布洛赫 (Bethe-Bloch) 公式给出 [24]:

$$S = -\frac{dE}{ds} = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I_m^2} - \beta^2 - \frac{\delta_p}{2} \right), \quad (5)$$

式中, K 是组合常量, Z , A 分别为靶物质的原子序数和原子量, m_e 为电子静止质量, γ 为相对论因子, T_{\max} 为入射质子传递给一个静止电子的最大能量, I_m 为平均激发能, δ_p 为密度效应修正参数, 一般可以忽略. 需要指出的是, (5) 式是平均能损, 而质子与靶原子碰撞时能损有涨落, 导致质子能谱展宽 [28]. 假设入射动能为 E_0 的质子在靶内传输 R 的长度后动能下降到零, R 称为射程, 可由下式确定:

$$R = -\int_{E_0}^0 \frac{dE}{S}. \quad (6)$$

因此, 当靶厚度接近或大于射程时, 质子因能量损失而可能停留在靶内, 导致透射的质子数减少.

除了以上过程, 质子在靶内传输中也可能与靶原子核发生核反应, 导致质子消失或透射质子数减少. 这个过程可用指数衰减规律描述 [10]:

$$J = J_0 \exp\left(-\frac{ds}{\lambda_a}\right), \quad (7)$$

式中, J_0 , J 分别是质子传输 ds 长度前、后的通量, λ_a 是质子参与核反应的平均自由程, 与质子能量、靶材料有关. 对于薄靶, 或者靶厚度接近或大于射程, (5) 式导致的质子数减少起更大作用.

从以上物理过程与质子能量、传输长度等物理量的关系可见, 质子在靶内传输时散射和能损会相互影响, 它们也会影响质子因能损与靶原子核发生核反应所致的透射质子数减少. 对质子照相的定量分析需要数值计算, 一种有效方法是采用蒙特卡罗方法的数值模拟 [3,4,29]. 下文给出蒙特卡罗方法对质子照相的模拟.

3 模拟结果与分析

本文使用蒙特卡罗程序 SPRM 模拟质子照

相 [28]. 该程序基于多次散射理论, 采用蒙特卡罗方法数值计算质子在靶材料内三维空间中传输, 计入的物理过程包含第 2 节描述的质子散射、能量损失和核反应等. 从靶后表面出射的质子经过设定距离的自由飞行到达探测面. 统计探测面上质子, 可以得到探测面上两维照相图或沿某个方向的一维质子通量密度分布, 还可得到探测面上质子的能谱分布等结果. 下文将给出质子束对靶材料表面有凸起结构、材料内部有空隙结构和不均匀材料外覆盖不同材料这 3 种不均匀结构靶的照相模拟结果, 讨论质子能量、靶不均匀性厚度等参数对质子照相诊断靶不均匀性以及前向、后向照相诊断不均匀性纵向位置的影响.

3.1 凸起结构靶

质子束对表面有凸起结构靶的照相, 靶结构与质子束照射的模型如图 2 所示. 图中黄色虚线为中心对称轴, 褐色点划线为 $z=0$ 的位置. 靶材料设为 $C_{10}H_8O_4$, 密度 $\rho = 1.4 \text{ g/cm}^3$. 靶横截面沿 x , y 方向的尺寸都设为 1 m , 远大于质子束横截面尺寸, 以避免质子束在靶边界产生的散射效应 [27]. 靶基底厚度设为 $l_z = 200 \mu\text{m}$. 靶面两个凸起的 y 方向尺寸与靶的 y 方向尺寸相同, z 方向厚度分别设为 $10 \mu\text{m}$ 和 $40 \mu\text{m}$, x 方向的宽度均为 $50 \mu\text{m}$ 且这两个凸起的中心到中心距离为 $150 \mu\text{m}$. 激光产生的质子束通常有几度或更大发散角 [30,31]. 参考作者前

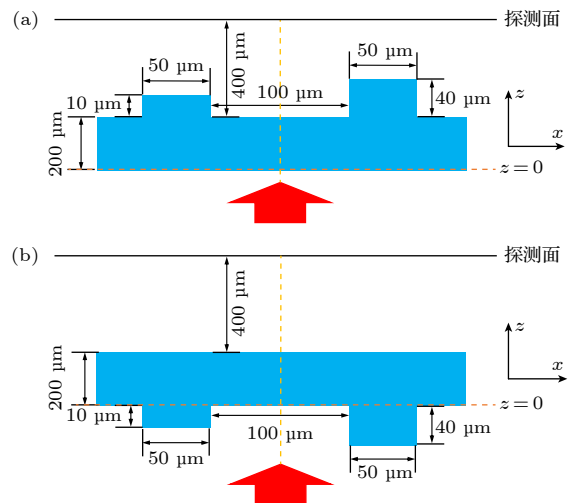


图 2 质子束对凸起靶照相示意图 (a) 前向照相; (b) 后向照相

Fig. 2. Schematic diagram of proton radiography of a toothed target: (a) Front radiography; (b) back radiography.

期质子照相实验中质子源到靶面的距离 40 mm, 本文研究不均匀性的凸起结构宽度 50 μm 相对于质子源的张角不到 0.1° , 因此在模拟中设入射质子束为均匀平行束. 该质子束垂直入射到靶, 入射方向为图中红色箭头所示方向, 入射质子总数为 2×10^8 个. 入射质子束中心与靶面中心重合, 位于 $x = y = 0$, x 方向范围为 $-200 \sim 200 \mu\text{m}$, y 方向范围为 $-20 \sim 20 \mu\text{m}$. 探测面设置在靶后表面之后 $L = 400 \mu\text{m}$ 处. 后文如无特别说明, 入射束和探测面位置均同于上述参数. 图 2(a) 是质子束前向照相的示意图, 凸起结构位于靶后表面. 图 2(b) 是质子束后向照相的示意图, 相当于图 2(a) 中靶沿质子入射方向翻转 180° , 凸起结构位于靶前表面.

对于密度为 1.4 g/cm^3 , 厚度分别为 200, 210, 240 μm 的 $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ 材料, 计算可知对应的质子射程能量分别为 4.17, 4.29, 4.63 MeV. 分别选取入射质子能量为接近射程能量的 5 MeV 与明显大于

射程能量的 10 MeV, 模拟了这两种能量的单能质子束照相. 在对模拟结果的后处理中, 探测面上均匀划分网格, 每个网格的 $\Delta x = 2 \mu\text{m}$, $\Delta y = 1 \mu\text{m}$. 以 $y = 0$ 为中心, 在 y 方向上取 10 个网格进行平均得到探测面上质子通量密度沿 x 方向的一维分布. 在给出探测面上质子能谱分布时, 在质子最大与最小能量间等分 500 格, 统计出探测面接收的所有质子能量 E_k 的能谱分布. 后文结果如无特别说明, 均参照此处设置.

图 3(a), (c) 分别给出 5, 10 MeV 单能质子束入射下探测面上质子通量密度的一维分布. 黑色虚线为质子束前向照相, 即靶面凸起结构位于靶后表面. 红色实线为质子束后向照相, 即靶面凸起结构位于靶前表面. 图 3(a), (c) 中绿色竖线与蓝色竖线的 x 坐标值为凸起结构的两端在探测面上垂直投影位置, x 范围从 $-100 \sim -50 \mu\text{m}$ 对应 10 μm 厚度凸起的投影区间, 从 $50 \sim 100 \mu\text{m}$ 对应 40 μm 厚

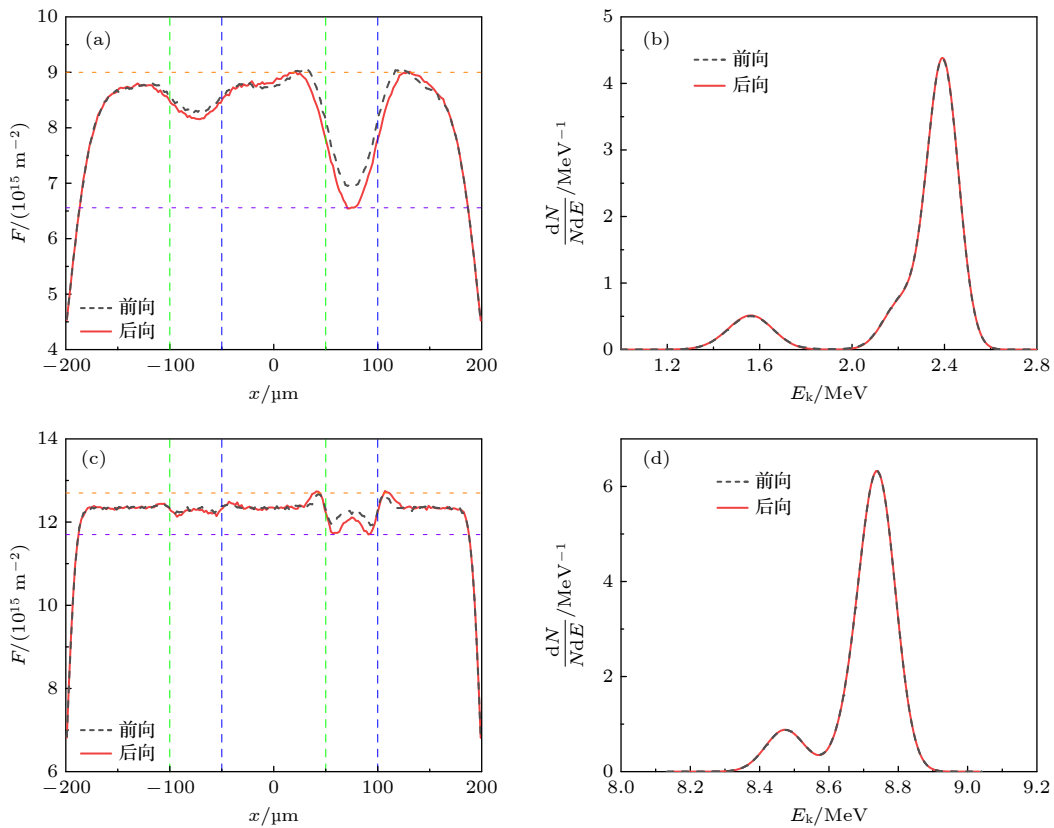


图 3 单能质子束前、后向照相的结果 (a) 5 MeV 质子束入射下质子通量密度沿 x 方向的一维分布; (b) 5 MeV 质子束入射下质子能谱分布; (c) 10 MeV 质子束入射下质子通量密度沿 x 方向的一维分布; (d) 10 MeV 质子束入射下质子能谱分布; (a), (c) 中绿色与蓝色竖线的 x 坐标值为凸起结构两端在探测面上垂直投影位置

Fig. 3. Results of monoenergetic proton beam front and back radiography: (a) One-dimensional fluence distribution along x direction for 5 MeV proton beam incidence; (b) proton energy spectrum for 5 MeV proton beam incidence; (c) one-dimensional fluence distribution along x direction for 10 MeV proton beam incidence; (d) proton energy spectrum for 10 MeV proton beam incidence; in (a), (c), the vertical lines indicate the projection positions of the target teeth's boundaries.

度凸起的投影区间. 对照通量密度分布和凸起区的投影可见, 通量密度分布中出现凹陷结构调制区, 调制区间对应凸起不均匀结构的投影区间.

图 3(b), (d) 分别给出这两个能量入射下探测面上所有质子的能谱. 对于图 3(b), 入射质子能量 5 MeV, 用 (5) 式估算质子分别穿过 200 μm 厚基底材料、含 10 μm 厚度凸起的 210 μm 厚材料和含 40 μm 厚度凸起的 240 μm 厚材料后, 剩余能量分别为 2.31, 2.12 和 1.42 MeV. 可见质子穿过 200 μm 和 210 μm 厚度材料的剩余能量接近, 而且质子能损涨落导致能谱展宽^[28], 因此穿过这两个厚度区的质子能谱发生重叠形成一个峰结构, 对应图 3(b) 中 2.39 MeV 峰. 穿过 240 μm 厚度区的质子能谱形成图 3(b) 中 1.56 MeV 峰结构. 同理, 可解释图 3(d) 中两个峰结构. 图 3(b), (d) 显示, 无论前向还是后向照相, 探测面接收的质子能谱几乎无区别. 统计这两个能量入射下出射百分比, 即从靶出射的质子数与入射质子数的比值: 5 MeV 或 10 MeV 质子束前向或后向照相, 出射百分比均为 99.998%. 探测面质子能谱和出射百分比的结果都说明, 几乎所有质子都从靶透射. 因此, 图 3(a), (c) 的通量密度分布中出现的凹陷结构并非质子在穿过靶材料时质子数减少所致, 而是靶材料及靶面凸起结构对质子的散射效应所致^[26].

比较图 3(a) 与图 3(c) 可见, 入射质子能量不同, 通量密度分布中凹陷结构的深度不同. 这是因为质子被散射的强弱与质子能量相关^[26]. 参考 (1) 式和 (3) 式, 质子能量越高, 散射越弱, 质子在传输过程中横向位移越小, 接近直线传输. 反之, 质子能量越小, 散射越强, 质子在传输过程中横向位移越大. 相对于图 3(c) 的 10 MeV 质子入射, 对于图 3(a) 的 5 MeV 质子入射情况, 质子能量较小, 散射比较强烈, 导致凸起结构宽度区间的质子更多地散射到这个区间之外, 探测面上质子通量密度分布中的凹陷结构更深.

图 3(a), (c) 中凸起结构投影的外部区域, 主要是质子束穿过 200 μm 厚基底材料产生的通量密度分布, 图 3(a) 中质子通量密度值较图 3(c) 中的低. 这也是因为图 3(a) 情况的质子能量小些, 散射更强烈, 更多质子飞行到质子束横截面在探测面上几何投影区之外, 因此几何投影区中央 (注: 图 3(a), (c) 是 y 方向中央的通量密度沿 x 方向的分布) 的通量密度减小更多.

图 3(a), (c) 均显示, 质子束分别从前向与后向对靶照相, 探测面上质子通量密度分布有所不同. 对照图 3(a), (c) 的通量密度分布和靶面凸起结构区的投影, 参考 (1) 式和 (4) 式, 可以定性解释前向与后向照相在探测面产生的通量密度差异: 当质子束前向照射靶时, 靶面凸起结构位于靶后表面. 质子被凸起结构散射后, 出射质子飞行到达探测面. 当质子束后向照射靶时, 靶面凸起结构位于靶前表面. 质子被凸起结构散射后, 还要经过靶内剩余距离的传输和散射, 出射质子才能飞行到达探测面. 因此, 凸起结构位于靶前表面或后表面, 被散射的质子到达探测面上产生的效果或通量密度分布不同.

为了定量评价质子散射产生的通量密度分布调制, 定义调制对比度 $\gamma = \frac{F_{\max} - F_{\min}}{F_{\max} + F_{\min}}$, F_{\min} 和 F_{\max} 分别取图 3(a) 或图 3(c) 中凹陷区内通量密度极小值、凹陷区外通量密度极大值, 参考图 3(a), (c) 中水平虚线所示. 令前向照相产生的对比度为 γ_F , 后向照相产生的对比度为 γ_B , 定义对比度之差为 $\Delta\gamma = \gamma_B - \gamma_F$. 在入射质子束参数给定的前提下, 通量密度分布受靶不均匀结构的影响. 对于前向与后向两次照相, 探测面上同一层 RCF 接收的是同一小能量范围的质子^[18,20,28], 两次照相产生的对比度之差是靶不均匀结构造成的. 按照这些定义和数据处理方法, 从图 3(a), (c) 中 10 μm 和 40 μm 凸起结构产生的对比度以及前向和后向照相的对比度之差列在表 1 中.

表 1 单能质子束前、后向照相产生的对比度
Table 1. Contrast produced by monoenergetic proton beam front and back radiography.

入射能量 /MeV	10 μm 凸起			40 μm 凸起		
	γ_F /%	γ_B /%	$\Delta\gamma$ /%	γ_F /%	γ_B /%	$\Delta\gamma$ /%
5	3.04	3.78	0.74	13.07	15.63	2.56
10	0.69	1.30	0.61	2.89	4.09	1.20

通常定义 $\gamma \geq 3\%$ 为目视可分辨照相结果^[4]. 从表 1 的结果可见, 在入射质子能量为 5 MeV 的情况下, 无论 10 μm 和 40 μm 凸起位于靶前表面或后表面, 产生的对比度均大于 3%, 即通过前向或后向照相皆可分辨出它们产生的不均匀性. 当入射质子能量为 10 MeV 时, 只有当 40 μm 的凸起位于靶前表面产生的对比度才大于 3%, 即在后向照相中才能被分辨.

前面已分析,当凸起结构位于靶前表面或后表面时,质子照相产生的散射效果不同.在5 MeV与10 MeV照相结果中,均是凸起结构位于靶前表面产生的对比度高于位于靶后表面产生的对比度.本文定义,若对比度之差 $\Delta\gamma \geq 1\%$,则可以区分凸起结构位于靶前表面还是后表面.从表1可见,在5 MeV质子束前向和后向照相情况下,10 μm 与40 μm 厚度的凸起产生的 $\Delta\gamma$ 分别为0.74%和2.56%.因此通过前向和后向照相可诊断出40 μm 凸起位于靶前表面还是后表面.在10 MeV质子束前向和后向照相情况下,10 μm 和40 μm 厚度的凸起产生的 $\Delta\gamma$ 分别为0.61%和1.20%,也能诊断出40 μm 凸起的前后位置.不过40 μm 厚度凸起产生的 $\Delta\gamma$ 仅略大于1%,小于5 MeV质子束前、后向照相产生的 $\Delta\gamma$.

从5 MeV与10 MeV单能质子束照相的比较可以得到,若选择不当能量的质子束照相,可能诊断不出某些厚度凸起结构的不均匀性,也可能导致凸起结构在前、后向照相中产生的对比度之差太小而不能诊断出凸起结构的前、后位置.这一结果说明,对于未知厚度或者存在不同厚度不均匀结构的靶,使用单一能量质子束照相存在局限性.为此,本文建议采用宽能谱质子束照相,期待宽能谱质子束中不同能量范围的质子能够对不同厚度凸起结构等不均匀性产生更大的对比度或对比度之差.

为了与单能质子束照相对比,在宽能谱质子束照相中采用玻尔兹曼能量分布的质子束入射,能量分布表达式为 $\frac{1}{T_h} \exp\left(-\frac{E_0}{T_h}\right)$, E_0 为入射质子动能, T_h 取值为4.2 MeV.考虑到采用多层RCF接收探测面上质子信号,每层RCF只对特定小能量范围的质子响应,半高全宽能量范围不超过1 MeV^[18,20,28],模拟照相时只选用玻尔兹曼能量分布中一定能量范围的质子作为入射束,能量范围分别取为4—5 MeV,5—6 MeV或9—10 MeV.选用4—5 MeV能量范围,是考虑到对应该靶厚度的射程能量在这个范围.选用另外两个能量范围,是为了比较不同能量范围质子照相的结果,并与前文5 MeV或10 MeV单能质子束照相结果作比较.另外,考虑应用场景不同探测器的能量响应范围不同,还模拟了一个更大能量范围,即5—8 MeV能量范围的质子照相,其他模拟参数条件与图3的参数条件相同.模拟得到探测面上质子通量密度的一维分布见

图4.图中绿色竖线与蓝色竖线的 x 坐标值为凸起结构两端在探测面上垂直投影位置.与图3的单能质子照相结果比较,图4(a)中凹陷结构更深,图4(b),(c)中凹陷结构与图3(a),(c)的结果相近.此外,图4(b),(d)分别是5—6 MeV与5—8 MeV能量范围质子照相的结果,两者也相近.从图4的通量密度分布得到的对比度结果见表2.

从图4和表2数据可见,使用不同能量范围的质子照相,由于质子能损和散射与质子能量有关,在探测面上产生的照相结果可以出现较大区别.从能否分辨凸起结构不均匀性来看,使用入射能量范围为4—5 MeV的质子照相,无论10 μm 和40 μm 厚度这样的凸起不均匀结构位于靶前表面还是后表面,在探测面产生的对比度均大于3%,因此均可被分辨.使用5—6 MeV,9—10 MeV或5—8 MeV质子照相,只有40 μm 厚度的凸起可被分辨.值得指出的是,使用4—5 MeV质子照相产生的对比度,明显大于表1中5 MeV单能质子照相产生的对比度,原因在后面分析给出.

从能否诊断凸起结构不均匀性位于靶的前表面还是后表面来看,10 μm 厚度的凸起结构在这4种能量范围下前、后向照相产生的对比度之差 $\Delta\gamma$ 均未超过1%,因此无法分辨这一凸起结构位于靶前表面还是后表面.对于40 μm 厚度的凸起,在4种能量范围下的 $\Delta\gamma$ 的绝对值分别为3.14%,3.54%,1.32%和3.07%,均超过1%,可被分辨.而且4—5 MeV,5—6 MeV和5—8 MeV范围质子照相产生的 $\Delta\gamma$ 的绝对值分别为3.14%,3.54%和3.07%,大于5 MeV单能束照相的结果(2.56%,见表1);9—10 MeV范围质子照相产生的 $\Delta\gamma$ 的绝对值(1.32%)也大于10 MeV单能束照相的结果(1.20%,见表1).值得指出的是,5—6 MeV与5—8 MeV范围质子照相产生的 $\Delta\gamma$ 分别为3.54%和3.07%,两者比较接近,暗示不同探测器的能量响应范围差异对 $\Delta\gamma$ 的影响不很灵敏,有利于宽能谱质子束前、后向照相这一方法的应用.

以上结果说明,若采用宽能谱质子束照相诊断厚度未知或者存在不同厚度不均匀结构靶的不均匀性及其前后位置,可以得到较单一能量质子束照相更好的结果.

从表2还可看到,使用包含射程能量的4—5 MeV范围质子束照相,产生的凹陷结构的调制对比度最高.统计这4个能量范围质子照相的出射

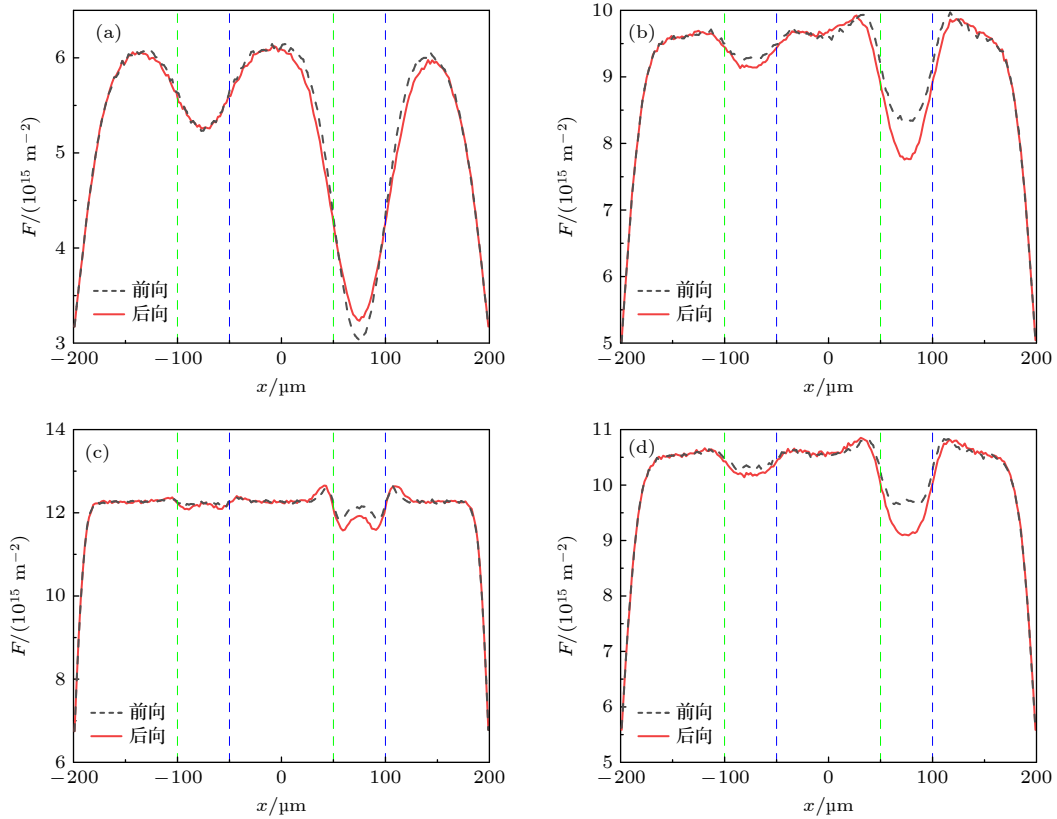


图 4 不同能量范围质子束前、后向照相情况下质子通量密度沿 x 方向的一维分布 (a) 4—5 MeV; (b) 5—6 MeV; (c) 9—10 MeV; (d) 5—8 MeV

Fig. 4. One-dimensional proton fluence distribution along x direction for different energy-range proton beam front and back radiography: (a) 4—5 MeV; (b) 5—6 MeV; (c) 9—10 MeV; (d) 5—8 MeV.

百分比, 对于 5—6 MeV, 9—10 MeV 和 5—8 MeV 情况, 三者的出射百分比与单能 5 MeV 和 10 MeV 的情况相似, 几乎所有质子都从靶透射. 因此, 这 3 种情况下出现的通量密度分布调制来源于质子被靶物质散射. 而对于 4—5 MeV 的情况, 凸起结构位于靶前表面时出射百分比为 77.466%, 凸起结构位于靶后表面时出射百分比为 77.435%, 表明使用 4—5 MeV 能量范围质子束照相, 不仅有散射效应, 还有部分质子因能损而停留在靶内, 符合射程能量在 4—5 MeV 能量范围的预期. 对于入射能量在射程能量附近的质子, 在出射靶前能量已很低, 会产生更强烈的散射, 在探测面上凸起结构投影区产生更深凹陷结构的调制. 而且, 部分低能质子因能损停留靶内而不能到达探测面, 进一步加深凹陷结构. 这两者都有助于产生更大的调制对比度, 有利于诊断不均匀性. 尽管如此, 从表 2 可见, 这一能量范围质子束前、后向照相产生的 $\Delta\gamma$ 的绝对值并不是最大. 这一结果表明, 要诊断凸起结构位于靶前表面还是靶后表面, 单纯选择射程能量范围的

质子照相并不是最佳. 使用大于射程能量的质子照相, 充分利用散射效应产生的效果更好.

表 2 不同能量范围质子束前、后向照相产生的对比度

Table 2. Contrast produced by different energy-range proton beam front and back radiography.

入射能量 /MeV	10 μm 凸起			40 μm 凸起		
	$\gamma_F/\%$	$\gamma_B/\%$	$\Delta\gamma/\%$	$\gamma_F/\%$	$\gamma_B/\%$	$\Delta\gamma/\%$
4—5	7.75	7.56	-0.19	33.77	30.63	-3.14
5—6	2.21	2.81	0.60	8.58	12.12	3.54
9—10	0.82	1.23	0.41	3.10	4.42	1.32
5—8	1.58	2.40	0.82	5.76	8.83	3.07

此外, 从图 4 和表 2 可见, 对于入射能量范围涵盖射程能量的 4—5 MeV 质子的照相结果, 前向照相 (即凸起结构位于靶后表面) 产生的对比度高于后向照相 (即凸起结构位于靶前表面) 产生的对比度, 即 $\Delta\gamma < 0$, 与其他 3 个能量范围的质子照相结果相反. 这是因为, 对于 4—5 MeV 质子入射, 当质子抵达靶后表面尚未从靶出射前, 大部分质子

的剩余能量已很小. 质子能量损失的布拉格峰效应使得这些低能质子在单位长度上更快地损失能量, 而且低能量质子的散射效应更强烈. 因此, 当这些质子穿过靶后表面的凸起结构时, 在凸起厚度区较短传输长度上产生强烈的散射. 而当凸起结构位于靶前表面, 入射质子仍有较高能量, 在凸起厚度区产生的散射相对弱些.

图 4 还显示, 靶的凸起结构两端在探测面投影位置, 即图 4 中绿色竖线与蓝色竖线的 x 坐标值处, 通量密度分布调制有一定宽度范围, 不像靶的凸起结构厚度在两端呈台阶形变化. 这是因为在凸起结构两端及附近散射的质子发生混合, 即散射叠加 (参考 (4) 式), 造成凸起结构在探测面上投影的边沿变得模糊. 以图 4 中 $40\ \mu\text{m}$ 厚度凸起结构为例, 从其在探测面上产生通量密度凹陷区的一侧, 取通量密度极值 F_{\min} 和 F_{\max} 之间 20%—80% 区间对应的 x 坐标间距作为空间分辨率^[4], 从图 4(a)—(d) 得到前 (后) 向质子照相在探测面上的空间分辨率分别为 $25.47(28.12)\ \mu\text{m}$, $13.87(18.53)\ \mu\text{m}$, $5.21(7.67)\ \mu\text{m}$, $11.23(14.52)\ \mu\text{m}$. 作为比较, 可根据 (1) 式和 (3) 式简单估算前向照相情况下 $5\ \text{MeV}$ 或 $10\ \text{MeV}$ 质子穿过 $200\ \mu\text{m}$ 厚靶材料, 在 $L = 400\ \mu\text{m}$ 位置的标准差 σ 分别为 $9.84\ \mu\text{m}$ 和 $4.92\ \mu\text{m}$, 接近模拟 $5\text{—}6\ \text{MeV}$ 和 $9\text{—}10\ \text{MeV}$ 质子束前向照相给出的分辨率 (分别为 $13.87\ \mu\text{m}$ 和 $5.21\ \mu\text{m}$).

3.2 空隙结构靶

下文研究当靶内部存在不均匀性时, 质子照相能否诊断不均匀性及其纵向位置. 本节首先考虑一种靶结构, 即靶内部存在空隙的情况. 这种靶以及质子束照射模型如图 5 所示, 白色部分表示靶内有空隙, 设为真空区域. 两个空隙的 z 方向深度分别为 $10\ \mu\text{m}$ 和 $40\ \mu\text{m}$, x 方向的宽度均为 $50\ \mu\text{m}$. 沿 x 方向这两个空隙的中心到中心相距 $150\ \mu\text{m}$. y 方向尺寸与靶的 y 方向宽度尺寸相同. 其余参数设置与图 2 情况相同. 图 5(a) 是质子束前向照相示意图, 空隙结构靠近靶后表面, 空隙后表面到靶后表面距离为 $20\ \mu\text{m}$. 图 5(b) 是质子束后向照相示意图, 相当于图 5(a) 中靶沿质子入射方向翻转 180° , 空隙结构靠近靶前表面, 空隙前表面到靶前表面距离为 $20\ \mu\text{m}$.

模拟中入射质子束的能量分别选取玻尔兹曼能量分布中 $5\text{—}6\ \text{MeV}$ 与 $9\text{—}10\ \text{MeV}$ 范围. 图 6(a),

(b) 分别给出 $5\text{—}6\ \text{MeV}$, $9\text{—}10\ \text{MeV}$ 范围质子束对图 5 的空隙靶照相, 在探测面上得到的质子通量密度一维分布. 黑色虚线为质子束前向照相, 红色实线为质子束后向照相. 图中绿色竖线与蓝色竖线的 x 坐标值为空隙结构的两端在探测面上垂直投影位置, x 范围从 $-100\text{—}-50\ \mu\text{m}$ 对应 $10\ \mu\text{m}$ 深度空隙的投影, 从 $50\text{—}100\ \mu\text{m}$ 对应 $40\ \mu\text{m}$ 深度空隙的投影. 从图中可见通量密度分布出现凸起结构调制区, 调制区间对应空隙不均匀结构的投影区间.

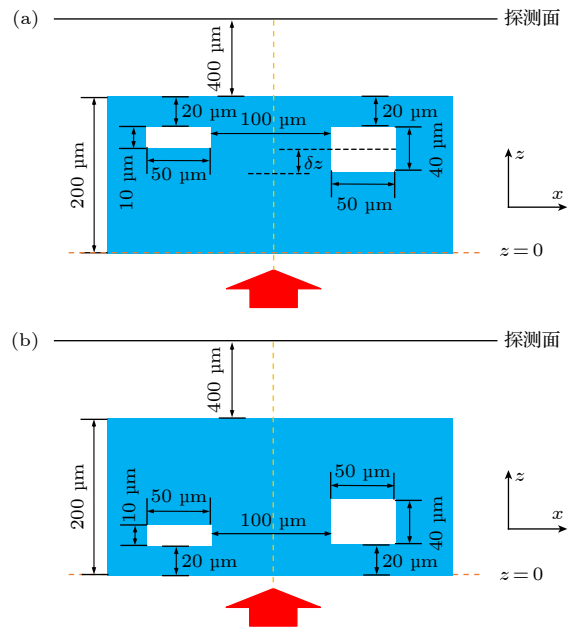


图 5 质子束对空隙靶照相示意图 (a) 前向照相; (b) 后向照相
Fig. 5. Schematic diagram of proton radiography of a void target: (a) Front radiography; (b) back radiography.

统计探测面上质子数表明, 上述两个能量范围的质子束照相, 质子都能穿过靶. 因此图 6 中凸起结构调制是靶材料和空隙结构对质子的散射效应造成的. 由于散射, 在材料区的部分质子会偏转到空隙区, 导致图 6(a), (b) 中空隙在探测面上投影区间的通量密度增大.

采用上文的对比度定义, 表 3 给出图 6 中凸起结构的调制对比度以及对比度之差. 结果表明, 采用这两个能量范围的质子照相, 不能分辨 $10\ \mu\text{m}$ 深度空隙, 但都能分辨 $40\ \mu\text{m}$ 深度空隙. 而且, $5\text{—}6\ \text{MeV}$ 质子前、后向照相产生的 $\Delta\gamma$ 大于 1%, 能够分辨 $40\ \mu\text{m}$ 空隙的前、后位置, 但 $9\text{—}10\ \text{MeV}$ 质子前、后向照相则不能.

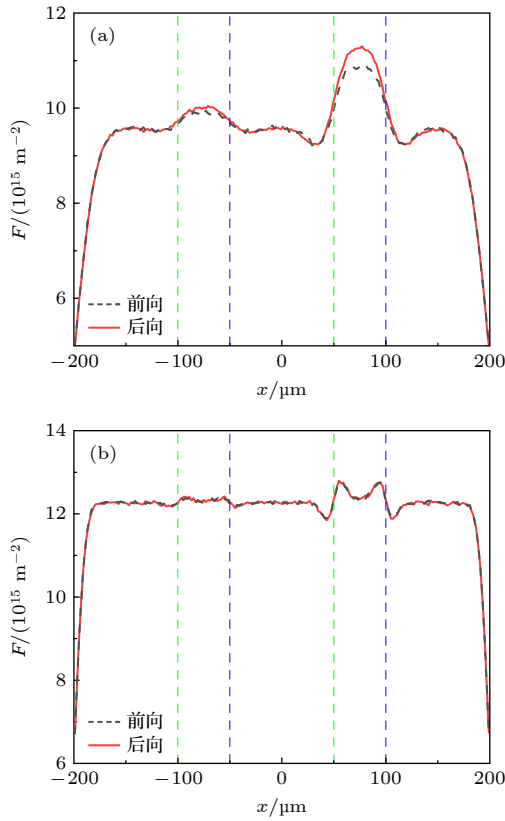


图6 不同能量范围质子束前、后向照相情况下质子通量密度沿 x 方向的一维分布 (a) 5—6 MeV; (b) 9—10 MeV
 Fig. 6. One-dimensional proton fluence distribution along x direction for different energy-range proton beam front and back radiography: (a) 5–6 MeV; (b) 9–10 MeV.

表3 不同能量范围质子束前、后向照相产生的对比度
 Table 3. Contrast produced by different energy-range proton beam front and back radiography.

入射能量 /MeV	10 μm 空隙			40 μm 空隙		
	$\gamma_F/\%$	$\gamma_B/\%$	$\Delta\gamma/\%$	$\gamma_F/\%$	$\gamma_B/\%$	$\Delta\gamma/\%$
5—6	2.27	2.61	0.34	8.00	9.84	1.84
9—10	0.89	0.98	0.09	3.41	3.54	0.13

比较表3与表2的数据可见, 相对于诊断靶面凸起结构不均匀性, 质子照相诊断靶内空隙产生的对比度或对比度之差要小一些. 原因是, 质子在靶内的材料-空隙边界散射, 产生质子通量密度调制. 这些散射质子通过空隙后面的靶材料, 进一步被散射, 并与材料其他区域的散射质子混合, 降低通量密度调制的对比度. 尽管如此, 表3表明, 对于40 μm 深度空隙, 也就是说材料内部空隙深度较大时, 前、后向照相可以分辨空隙的前后位置.

为进一步确认质子束前、后向照相诊断空隙前后位置的可行性, 本文进行了更多数值模拟. 模拟

中采用5—6 MeV范围质子束照相, 仅改变靶内空隙的前、后位置. 图7给出了40 μm 深度空隙在5—6 MeV质子束前、后向照相下 $\Delta\gamma$ 随空隙中心沿 z 方向偏离靶中心的距离 δz 的变化 (参考图5(a)中 δz 的示意). 图7中 $\delta z = 80 \mu\text{m}$ 表示在前向照相下40 μm 深度空隙的后表面位于靶的后表面, 相当于在靶后表面有一个40 μm 深的凹槽, $\Delta\gamma$ 达到2.68%. $\delta z = 0$ 相当于空隙位于靶的 z 方向中心. 图7的结果表明, 空隙中心偏离靶中心的距离 δz 越大, 前、后向照相产生的 $\Delta\gamma$ 越大. δz 在一定范围, $\Delta\gamma$ 大于1%且随 δz 改变而单调变化, 因此通过前、后向照相的方法可诊断出空隙在靶内的纵向位置.

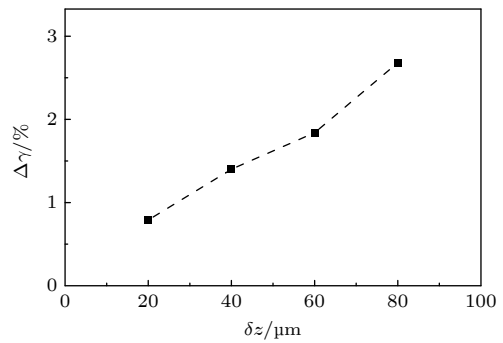


图7 前、后向照相产生的对比度之差随空隙中心沿 z 方向偏离靶中心的距离 δz 的变化
 Fig. 7. Contrast difference between front and back radiography as a function of the displacement δz of the void center to the target center in the z direction.

3.3 多层结构靶

本节探讨靶内部存在更复杂结构不均匀性时, 前、后向照相能否分辨不均匀性. 为此设计了一种多层结构靶, 见图8所示, 即在类似图2的凸起结构靶的前、后表面均覆盖有不同化学成分的外层材料. 图8(a)是质子束前向照相示意图, 靶内层材料表面的凸起结构位于该层后表面. 图8(b)是后向照相示意图, 相当于图8(a)中靶沿质子入射方向翻转180°, 靶内层材料表面的凸起结构位于该层前表面. 图8中蓝色部分为靶的内层, 材料为 $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$, 密度为1.4 g/cm^3 , 其基底沿 z 方向的厚度为200 μm , 基底表面的凸起结构沿 z 方向的厚度分别为40 μm 和100 μm . 在靶内层材料的前、后表面, 黄色部分为外层, 材料为铝, 密度为2.7 g/cm^3 . 外层材料沿 z 方向厚度均为100 μm . 外层材料之间白色部分设为真空. 其余参数设置与图2相同.

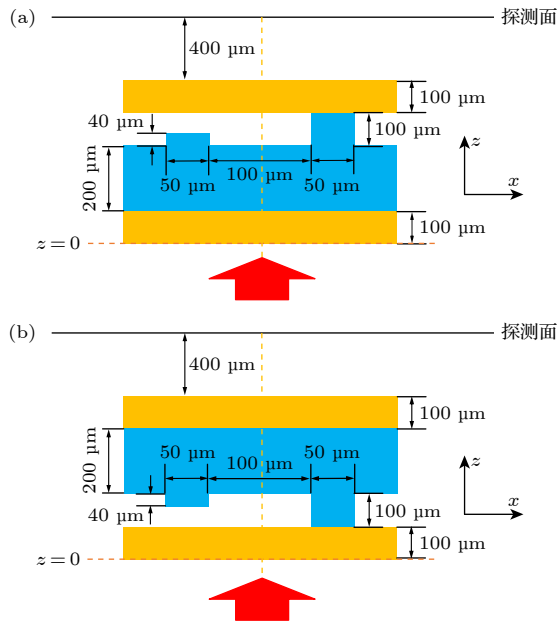


图 8 质子束对多层靶照相示意图 (a) 前向照相; (b) 后向照相
Fig. 8. Schematic diagram of proton radiography of a multilayer target: (a) Front radiography; (b) back radiography.

计算可知, 质子穿过该多层结构靶最厚材料部分所需的射程能量为 7.74 MeV. 模拟中选取玻尔兹曼能量分布中大于射程能量的质子束入射, 能量范围分别设为 8—9 MeV, 18—19 MeV 和 28—29 MeV.

图 9(a)—(c) 给出了 8—9 MeV, 18—19 MeV 和 28—29 MeV 质子束入射时探测面上质子通量密度一维分布. 黑色虚线为质子束前向照相的结果, 红色实线为质子束后向照相的结果. 图中绿色竖线与蓝色竖线的 x 坐标值为靶内层材料表面凸起结构两端在探测面上垂直投影位置, 其中 x 范围从 -100 — -50 μm 对应 40 μm 厚度凸起的投影, 从 50 — 100 μm 对应 100 μm 厚度凸起的投影. 从图中可见通量密度分布中出现凹陷结构调制区, 对应靶内层凸起结构的投影区间.

统计探测面上质子数表明, 对于上述 3 个能量范围的质子照相, 质子都能穿过靶. 因此图 9 中凹陷结构调制区是靶材料及靶内不均匀结构对质子

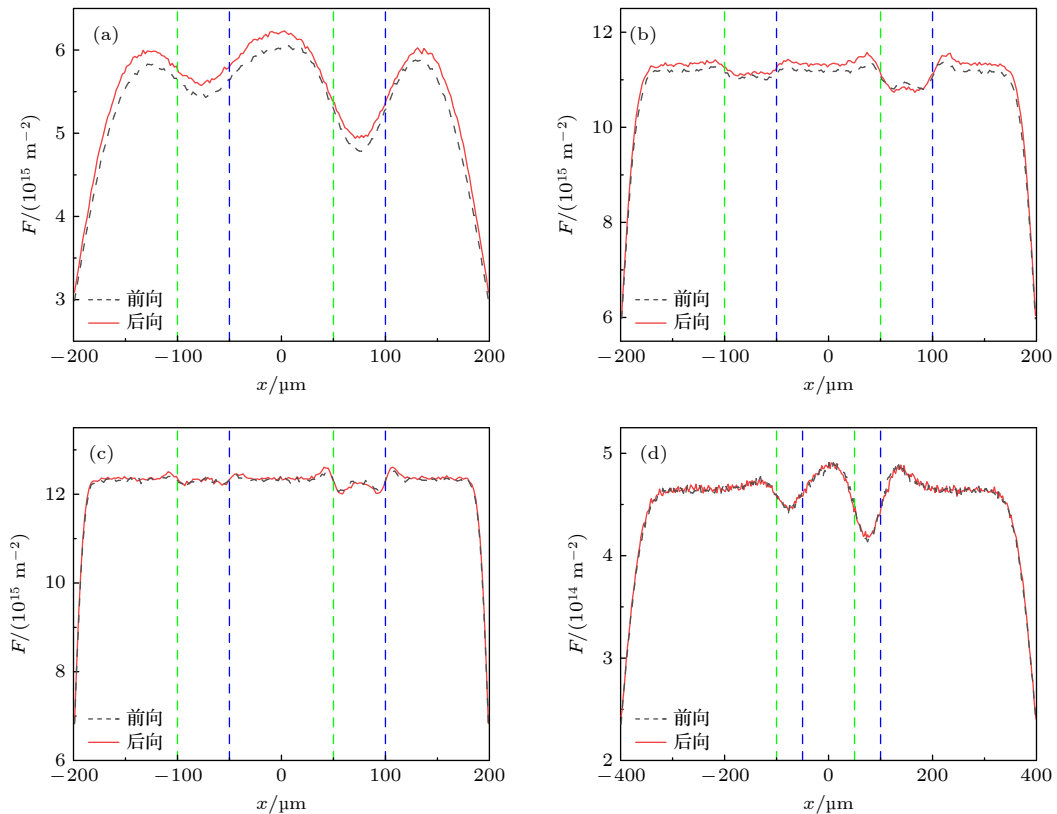


图 9 不同能量范围质子束前、后向照相情况下质子通量密度沿 x 方向的一维分布 (a) 8—9 MeV; (b) 18—19 MeV; (c) 28—29 MeV; (d) 8—9 MeV, 入射质子束在 x 方向范围为 -400 — 400 μm , y 方向范围为 -220 — 220 μm
Fig. 9. One-dimensional proton fluence distribution along x direction for different energy-range proton beam front and back radiography: (a) 8—9 MeV; (b) 18—19 MeV; (c) 28—29 MeV; (d) 8—9 MeV, but the incident beam's cross section is from -400 μm to 400 μm , and -220 μm to 220 μm in the x and y directions, respectively.

的散射效应造成的. 采用上文的对比度定义, 表 4 给出图 9(a)—(c) 中凹陷结构的调制对比度以及对比度之差. 结果表明, 当入射质子能量范围为 8—9 MeV 时, 靶内层材料表面两种厚度的凸起结构在探测面产生的对比度均大于 3%, 均可被分辨. 当入射质子能量范围为 18—19 MeV 时, 只有靶内层材料表面 100 μm 厚度凸起结构在后向照相中 (即该凸起结构位于内层材料前表面) 才能被分辨. 当入射质子能量范围为 28—29 MeV 时, 由于质子能量大, 散射效应相对较弱, 凸起结构产生的对比度较低, 两种厚度的凸起结构都不能被分辨. 这一结果再次说明宽能谱质子照相的优势, 宽能谱中适当能量范围的质子有助于分辨不均匀性.

表 4 不同能量范围质子束前、后向照相产生的对比度
Table 4. Contrast produced by different energy-range proton beam front and back radiography.

入射能量 /MeV	40 μm 凸起			100 μm 凸起		
	$\gamma_F/\%$	$\gamma_B/\%$	$\Delta\gamma/\%$	$\gamma_F/\%$	$\gamma_B/\%$	$\Delta\gamma/\%$
8—9	5.48	5.33	-0.15	11.71	11.37	-0.34
18—19	1.08	1.33	0.25	2.43	3.54	1.11
28—29	0.89	0.93	0.04	1.79	2.32	0.53

从能否分辨内层材料表面的凸起结构位于内层的前表面还是后表面来看, 只有 100 μm 厚度凸起结构在入射能量范围为 18—19 MeV 的质子束前、后向照相中产生的 $\Delta\gamma = 1.11\%$, 可以诊断该凸起结构位于内层材料的前表面还是后表面. 而其他两个能量范围的质子束照相则不能.

对于接近射程能量的 8—9 MeV 范围质子照相, 当质子抵达靶内层材料表面凸起结构区时质子能量更低. 当凸起结构位于靶内层材料后表面时产生的散射更强烈. 因此前、后向照相产生的对比度之差 $\Delta\gamma < 0$, 类似表 2 中 4—5 MeV 能量质子束对凸起结构靶照相产生的结果. 不同的是, 对于这里的多层结构靶, 被凸起结构散射后的质子还要穿过靶外层材料, 进一步被散射, 并与凸起结构区间外其他区域的散射质子混合, 减小了通量密度调制的对比度以及前、后向照相的对比度之差.

此外, 图 9(a) 显示, 在入射束沿 x 方向的投影边界处, $x = \pm 200 \mu\text{m}$, 通量密度出现明显减小. 这是入射束边界导致的散射效应, 即质子在靶内传输导致部分质子飞行到质子束横截面在探测面上投影区之外. 这一现象在其他照相情况, 即图 3、图 4、图 6、图 9(b), (c) 中也出现. 以图 9(a) 为例,

本文进行了更宽束质子照相的模拟, 其他参数条件不变, 只是将入射质子束的横截面 x 方向范围从 -200—200 μm 扩大为 -400—400 μm , y 方向范围从 -20—20 μm 扩大为 -220—220 μm . 模拟结果见图 9(d) (图 9(d) 是在探测面上, 以 $y = 0$ 为中心, 沿 y 方向取 55 个网格进行平均得到), 可见入射束边界导致的散射效应不再出现在 $x = \pm 200 \mu\text{m}$, 而是出现在 $x = \pm 400 \mu\text{m}$. 另外, 从图 9(d) 得到 40 μm 厚度凸起与 100 μm 厚度凸起的对比度之差 $\Delta\gamma$ 分别为 -0.13% 和 -0.38%, 与表 4 中图 9(a) 结果相比稍有改变. 实际应用场景中, 靶不均匀性、靶边界、入射质子束的横截面边界都会产生散射效应. 如果不均匀性的宽度或其与这些边界的间距接近或小于质子照相的分辨率 (参考第 2 节和 3.1 节中有关分辨率和数据), 这些地方散射的质子会混合, 影响靶不均匀性产生散射效应的对比度.

4 结 论

本文提出采用宽能谱质子束对靶从前、后向两个方向照相来诊断靶材料不均匀性及其纵向位置, 并采用蒙特卡罗数值模拟对该方法进行了研究. 对靶表面有凸起结构、靶内部有空隙结构或不均匀靶材料外覆盖有不同材料这 3 种不均匀结构靶的照相模拟表明, 宽能谱中适当能量范围的质子可以使靶不均匀结构产生更高的对比度, 有助于诊断不均匀性. 例如在对靶表面存在 40 μm 厚度凸起结构的诊断中, 5—6 MeV 范围质子束前、后向照相产生的对比度之差 (3.54%) 较 5 MeV 单能质子束照相的结果 (2.56%) 提升了 38%. 确认了对不均匀结构靶前、后向照相产生不同对比度的原因是质子被不均匀结构靶材料散射的效应. 在一定条件下采用前、后向照相能够诊断不均匀结构的纵向位置. 本文提出的方法和给出的结果有助于质子照相诊断不均匀性及其纵向位置. 在实际应用中还要考虑更多因素, 例如所选用探测器响应特性的影响, 以提高诊断的可靠性.

感谢本研究组肖杨杨和罗智焜在程序建立之初的讨论和贡献.

参考文献

- [1] Momose A 2005 *Jpn. J. Appl. Phys.* 44 6355

- [2] Ignatyev K, Munro P R T, Chana D, Speller R D, Olivo A 2011 *Materials* **4** 1846
- [3] Johnson R P 2018 *Rep. Prog. Phys.* **81** 016701
- [4] Chen Y, Wang X F, Shao G C 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 154101 (in Chinese) [陈媛, 王晓方, 邵光超 2015 *物理学报* **64** 154101]
- [5] Wang W P, Shen B F, Zhang H, Lu X M, Wang C, Liu Y Q, Yu L H, Chu Y X, Li Y Y, Xu T J, Zhang H, Zhai S H, Leng Y X, Liang X Y, Li R X, Xu Z Z 2015 *AIP Adv.* **5** 107214
- [6] Li D Y, Xu X H, Yang T, Wu M J, Zhang Y F, Cheng H, Hu X Y, Geng Y X, Zhu J G, Zhao Y Y, Zhu K, Ma W J, Lin C, Yan X Q 2021 *AIP Adv.* **11** 085316
- [7] Koehler A M 1968 *Science* **160** 303
- [8] Mohan R, Grosshans D 2017 *Adv. Drug. Deliv. Rev.* **109** 26
- [9] DeJongh D F, DeJongh E A, Rykalin V, DeFillippo G, Pankuch M, Best A W, Contrakon G, Duffin K L, Karonis N T, Ordoñez C E, Sarosiek C, Schulte R W, Winans J R, Block A M, Hentz C L, Welsh J S 2021 *Med. Phys.* **48** 7998
- [10] Morris C L, Ables E, Alrick K R, Aufderheide M B, Barnes P D, Buescher K L, Cagliostro D J, Clark D A, Clark D J, Espinoza C J, Ferm E N, Gallegos R A, Gardner S D, Gomez J J, Greene G A, Hanson A, Hartoumi E P, Hogan G E, King N S P, Kwiatkowski K, Liljestrand R P, Mariam F G, Merrill F E, Morgan D V, Morley K B, Mottershead C T, Murray M M, Pazuchanics P D, Pearson J E, Sarracino J S, Saunders A, Scaduto J, Schach von Wittenau A E, Soltz R A, Sterbenz S, Thompson R T, Vixie K, Wilke M D, Wright D M, Zumbro J D 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 104905
- [11] Morris C L, Brown E N, Agee C, Bernert T, Bourke M A M, Burkett M W, Buttler W T, Byler D D, Chen C F, Clarke A J, Cooley J C, Gibbs P J, Inhoff S D, Jones R, Kwiatkowski K, Mariam F G, Merrill F E, Murray M M, Olinger C T, Oro D M, Nedrow P, Saunders A, Terrones G, Trouw F, Tupa D, Vogan W, Winkler B, Wang Z, Zellner M B 2016 *Exp. Mech.* **56** 111
- [12] West D, Sherwood A C 1972 *Nature* **239** 157
- [13] Mackinnon A J, Patel P K, Borghesi M, Clarke R C, Freeman R R, Habara H, Hatchett S P, Hey D, Hicks D G, Kar S, Key M H, King J A, Lancaster K, Neely D, Nikkro A, Norreys P A, Notley M M, Phillips T W, Romagnani L, Snavely R A, Stephens R B, Town R P J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 045001
- [14] Johnson M G 2023 *Rev. Sci. Instrum.* **94** 021104
- [15] Schaeffer D B, Bott A F A, Borghesi M, Flippo K A, Fox W, Fuchs J, Li C, Séguin F H, Park H, Tzeferacos P, Willingale L 2023 *Rev. Mod. Phys.* **95** 045007
- [16] Morris C L, King N S P, Kwiatkowski K, Mariam F G, Merrill F E, Saunders A 2013 *Rep. Prog. Phys.* **76** 046301
- [17] Jia Q G, Wang W Y, Xu H B, Lu L 2022 *Laser Part. Beams* **2022** 4353314
- [18] Zylstra A B, Li C K, Rinderknecht H G, Séguin F H, Petrasso R D, Stoeckl C, Meyerhofer D D, Nilson P, Sangster T C, Le Pape S, Mackinnon A, Patel P 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 013511
- [19] Simpson R A, Mariscal D A, Kim J, Scott G G, Williams G J, Grace E, McGuffey C, Wilks S, Kemp A, Lemos N, Djordjevic B Z, Folsom E, Kalantar D, Zacharias R, Pollock B, Moody J, Beg F, Morace A, Iwata N, Sentoku Y, Manuel M J, Mauldin M, Quinn M, Youngblood K, Gatu-Johnson M, Lahmann B, Haefner C, Neely D, Ma T 2021 *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 124006
- [20] Nürnberg F, Schollmeier M, Brambrink E, Blažević A, Carroll D C, Flippo K, Gautier D C, Geißel M, Harres K, Hegelich B M, Lundh O, Markey K, McKenna P, Neely D, Schreiber J, Roth M 2009 *Rev. Sci. Instrum.* **80** 033301
- [21] Wagner F, Deppert O, Brabetz C, Fiala P, Kleinschmidt A, Poth P, Schanz V A, Tebartz A, Zielbauer B, Roth M, Stöhlker T, Bagnoud V 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 205002
- [22] Huang H, Li J T, Wang Q N, Meng L B, Qi W, Hong W, Zhang Z M, Zhang B, He S K, Cui B, Wu Y T, Zhang H, Ji L L, Zhou W M, Hu J B 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 195202 (in Chinese) [黄华, 李江涛, 王倩男, 孟令彪, 齐伟, 洪伟, 张智猛, 张博, 贺书凯, 崔波, 伍艺通, 张航, 吉亮亮, 周维民, 胡建波 2022 *物理学报* **71** 195202]
- [23] Choi C I, Kang B H, Kim Y K, Choi I W, Ko D, Lee J, Kim G D 2011 *J. Korean Phys. Soc.* **59** 721
- [24] Wang X L, Li C, Shao M, Chen H F 2009 *The Technique of Particle Detection* (Hefei: USTC Press) pp14–26 (in Chinese) [汪晓莲, 李澄, 邵明, 陈宏芳 2009 *粒子探测技术* (合肥: 中国科学技术大学出版社) 第 14—26 页]
- [25] Jackson J D 2005 *Classical Electrodynamics* (3rd Ed.) (Beijing: Higher Education Press) pp643–646
- [26] Li L L, Wang X F 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 115201 (in Chinese) [李亮亮, 王晓方 2022 *物理学报* **71** 115201]
- [27] 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]
- [28] Wang Z Y 2025 *M. S. Thesis* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [王振源 2025 硕士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [29] Bauer W F 1958 *J. Soc. Indust. Appl. Math.* **6** 438
- [30] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, Cowan T E, Roth M, Phillips T W, Stoyer M A, Henry E A, Sangster T C, Singh M S, Wilks S C, MacKinnon A, Offenberger A, Pennington D M, Yasuik K, Langdon A B, Lasinski B F, Johnson J, Perry M D, Campbell E M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
- [31] Yang S, Yuan X H, Fang Y, Ge X L, Deng Y Q, Wei W Q, Gao J, Fu F C, Jiang T, Liao G Q, Liu F, Chen M, Li Y T, Zhao L, Ma Y Y, Sheng Z M, Zhang J 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 103301

Numerical simulation of broad-energy-spectrum proton radiography for diagnosing nonuniformity and its longitudinal position^{*}

WANG Zhenyuan¹⁾ WANG Xiaofang^{1)†} LIU Xin¹⁾ AN Honghai²⁾

1) (*School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

2) (*Shanghai Institute of Laser Plasma, China Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China*)

(Received 7 August 2025; revised manuscript received 10 January 2026)

Abstract

In this paper, we propose using proton radiography to diagnose nonuniformity, in which a broad-energy-spectrum proton beam generated by an ultrashort, ultra-intense laser pulse is used to perform front and back radiography of a target, thereby enabling the diagnosis of nonuniformities and the determination of their longitudinal positions on the surfaces of, or within, the target. Using analytical formulas and our previously developed simplified model, we elucidate the main physical processes and the resulting phenomena in radiography, including Coulomb scattering leading to transverse resolution and fluence modulations on the detection plane, energy loss leading to energy spread and stopping in the target, and absorption of protons by nuclear reactions. Then we present the numerical results from Monte Carlo simulations of proton radiography of three nonuniform targets: tooth structures on the surface, embedded voids, and tooth structures covered with different material coatings. The target material is composed of $C_{10}H_8O_4$ and the coating is aluminum. The results show that proton scattering caused by target nonuniformity modulates the proton fluence distributions on the detection plane. When the proton energy is varied evidently, the modulation contrast is changed. When the target nonuniformity is located at a different longitudinal position, the modulation contrast may also change. Such a modulation and the difference in contrast between the front and back radiography enable the diagnosis of both the target nonuniformities and their longitudinal positions. When the thickness of the target is unknown or the nonuniform structures have different thicknesses, compared with fixed mono-energy proton radiography, protons in the medium energy range of the broad-energy-spectrum beam may produce higher contrast due to the nonuniformity of the target. For example, for a 200- μm -thick target with a 40- μm -thick tooth structure on its surface, the difference in contrast between the front and back radiography by a beam of protons with energy ranging from 5 to 6 MeV is 3.45%, while for a mono-energetic proton beam of 5 MeV, it is 2.56%. For a target with an embedded 40- μm -thick void, the difference in contrast between the front and back radiography changes from 0.79% to 2.68% when the displacement of the void center to the target center is changed from 20 μm to 80 μm in the longitudinal direction. These results demonstrate the advantages of using a broad-energy-spectrum proton beam and forward and back radiography in the diagnosis of target nonuniformities and their longitudinal positions.

Keywords: Monte Carlo simulation, broad-energy-spectrum, proton radiography, nonuniformity

DOI: [10.7498/aps.75.20251064](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251064)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251064](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251064)

^{*} Project supported by the Foundation of Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, China (Grant No. 6142A04220106).

[†] Corresponding author. E-mail: wang1@ustc.edu.cn

宽能谱质子照相术诊断材料不均匀性及其纵向位置的数值模拟

王振源 王晓方 刘鑫 安红海

Numerical simulation of broad-energy-spectrum proton radiography for diagnosing nonuniformity and its longitudinal position

WANG Zhenyuan WANG Xiaofang LIU Xin AN Honghai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 050501 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251064

CSTR: 32037.14.aps.75.20251064

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251064>

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

星光III装置上材料动态压缩过程的激光质子照相实验研究

Experimental study on the dynamic compression of materials at XGIII facility by laser proton photography

物理学报. 2022, 71(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220919>

在质子照相中利用Abel逆变换反演等离子体自生磁场结构

Self-generated magnetic field in plasma reconstructed by using inverse Abel transformation in proton radiography

物理学报. 2022, 71(24): 245203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221848>

利用深度学习从质子成像反演激光等离子体中的磁场分布

Reconstruction of magnetic field distributions in laser plasma interaction from proton radiography by deep learning

物理学报. 2026, 75(3): 245203 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251243>

SiGe合金和SiGe/Si异质结构质子位移损伤的蒙特卡罗模拟

Monte Carlo simulations of proton-induced displacement damage in SiGe alloys and SiGe/Si heterostructures

物理学报. 2025, 74(16): 162401 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250162>

秦始皇陵地宫宇宙射线缪子吸收成像模拟研究

Muon radiography simulation for underground palace of Qinshihuang Mausoleum

物理学报. 2022, 71(6): 064201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211582>

含复杂近邻的二维正方格子键渗流的蒙特卡罗模拟

Monte Carlo simulation of bond percolation on square lattice with complex neighborhoods

物理学报. 2022, 71(6): 066401 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211757>