

电子束放射照相的特性与参数优化*

陈媛 王晓方[†] 邵光超

(中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

(2014年10月19日收到; 2015年2月21日收到修改稿)

短脉冲强激光产生的电子束具有源尺寸小、脉宽窄、准单能谱等特点, 在放射照相诊断中具有独特作用. 本文通过分析电子在材料中散射并采用蒙特卡罗方法数值模拟, 研究了100 keV到几百 MeV 能量电子束对有厚度起伏或存在界面的靶的透视, 并与质子、X射线束透视结果比较, 给出了电子束放射照相的特性与参数优化: 基于电子在材料中非弹性散射或能量损失, 选用能量使其射程与靶厚度接近的电子束来诊断靶厚度不均匀性; 基于电子在材料中的弹性散射, 选用射程超过靶厚度的电子束来诊断靶界面.

关键词: 电荷粒子束, 弹性与非弹性散射, 蒙特卡罗模拟, 放射照相

PACS: 41.75.-i, 25.45.De, 87.10.Rt, 87.59.B-

DOI: 10.7498/aps.64.154101

1 引言

电荷粒子因质量、电荷等性质, 和物质的相互作用与X射线有所不同, 例如电子与电子或质子的散射截面比X射线与电荷粒子的散射截面大几个数量级以上. 使用电荷粒子束进行放射照相诊断, 在电磁场或流体力学过程等诊断中具有独特作用. 近年来, 随着激光加速电荷粒子束研究的进展, 人们开始利用短脉冲强激光加速产生的脉冲电荷粒子束来对等离子体或其他材料进行放射照相诊断^[1-9]. 其中, 质子束被用于诊断惯性约束聚变的内爆过程^[1,2]、等离子体电磁场等^[3,4], 时间分辨能力达到皮秒量级^[5]. 不过, 由于激光加速质子的最大能量仅100 MeV左右^[10], 在靶物质中穿透深度有限, 将质子束应用于更厚靶或更快时间分辨等诊断受到限制. 与质子束相比, 激光加速产生的电子束具有高度准直性, 发散角可小于几个毫弧度^[9,11,12], 能量可达1 GeV量级^[11], 束脉宽可小于30 fs^[11,12]. 发展电子束诊断可以实现更大的穿透深度以及更快的时间分辨, 例如在近年的实验报道中, 利用150 MeV准单能谱电子束探伤厘米级厚

靶内部空隙, 空间分辨能力达到亚毫米^[9]; 利用近100 MeV电子束诊断等离子体磁场, 时间分辨能力达到飞秒量级^[12].

为了有效应用并拓展电子束放射照相这一诊断手段, 了解电子在靶物质或材料中传输、电子束与靶参数对放射照相的影响是必要的. 已报道实验或基于电荷粒子在电磁场中偏转^[1-6,12], 或基于其在靶物质中能量损失^[1-5,9], 没有考虑电子等电荷粒子在靶物质中传输时各种散射对放射照相的影响. 而针对电荷粒子束放射照相的理论分析与模拟研究也不多^[7,8], 对电子束放射照相的研究更少^[8]. 已报道的质子束^[7]或电子束放射照相^[8]的模拟中, 都采用了多次散射近似, 即假设电荷粒子在靶物质中经过多次碰撞的情况. 但是, 对于薄靶或不同材料的界面等情况, 这样的近似不成立. 而薄膜或存在界面的靶被广泛应用, 例如在研究粒子加速或瑞利-泰勒流体力学不稳定性等实验中采用薄膜靶^[6]或者在激光聚变实验中采用球形多层靶^[13]. 其次, 电子等电荷粒子在靶物质中传输时发生弹性散射和非弹性散射这两种基本过程, 它们对放射照相具有什么影响, 在已报道工作^[7,8]中没有区分.

本文通过分析电子在材料中散射的基本过程

* 国家自然科学基金(批准号: 11375194)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: wangl@ustc.edu.cn

及影响, 针对不同电子束和靶参数, 考虑了单次散射或多次散射等情况. 通过蒙特卡罗方法模拟, 研究了 100 keV 到几百 MeV 能量电子束对不同类型靶的透视型照相, 并与质子、X 射线束透视进行比较, 给出了电子束应用于透视的基本特性和参数优化, 提出了基于不同散射情况的诊断应用, 为电子束放射照相应用提供理论参考.

2 分析与模拟

2.1 电子散射与模拟模型

电子或其他带电粒子入射到靶, 在靶物质中的散射分为弹性散射与非弹性散射. 非弹性散射包括电离、激发、韧致辐射等过程, 即通过与原子电子的碰撞(激发、电离原子)或者原子核的碰撞(韧致辐射)损失能量. 对于激发和电离等能量损失, 单位长度 ds 上的能量损失, 也称为阻止本领, 由贝特-布洛赫(Bethe-Bloch)公式^[14]给出,

$$\frac{dE}{ds} = -K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2} I} + \frac{1}{2} (1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right], \quad (1)$$

式中 K 为常数, Z , A 分别为靶物质的原子序数和原子量, β 为电子速度与真空光速之比, c 为真空光速, γ 为相对论因子, m_e 为电子静止质量, I 为靶物质的平均激发能. 采用连续减速模型, 当入射电子在靶物质中能量全部损失所对应的穿透深度称为射程.

弹性散射是基于卢瑟福散射的电子与原子间库仑碰撞. 电子在靶中的碰撞次数 Ω_0 为^[15,16]

$$\Omega_0 = \frac{6680 \rho t}{\beta^2} \frac{(Z + 1) Z^{1/3}}{A \left(1 + 3.34 \left(\frac{\alpha Z}{\beta} \right)^2 \right)}, \quad (2)$$

其中 ρ 为靶物质的密度, 单位为 g/cm^3 , t 为靶厚度, 单位为 cm , α 为精细结构常数. 当电子在材料中碰撞次数 $\Omega_0 < 20$ 时, 例如当考虑电子在薄材料或者气体材料中散射, 或者在材料界面的散射, 由于碰撞次数较少, 需要采用单次散射模型.

当电子在材料中散射次数 $\Omega_0 > 20$ 时, 可采用多次散射近似来处理电子散射的角偏转^[15]. 在此条件下, 一束准直的带电粒子被靶物质散射后, 其偏转角的均方根值为^[17]

$$\theta_s \approx \frac{15}{pc\beta} \sqrt{t/x_R}, \quad (3)$$

其中, p 为入射粒子动量, 单位为 MeV/c , x_R 为电子在靶物质中辐射长度, 单位为 cm .

本文使用程序 Fluka 对电子束透视进行模拟. 为了进行比较, 也用该程序模拟了质子或 X 射线束的透视. Fluka 是欧洲核子研究中心 (CERN) 开发的一个采用蒙特卡罗方法数值计算粒子与辐射输运的通用程序^[18]: 在处理电子输运时考虑了电子在靶物质中的弹性散射和电离、激发、韧致辐射等非弹性散射过程; 在处理质子输运时考虑了质子在靶物质中的弹性散射及电离、激发、核阻止等非弹性散射过程. 基于不同问题, 可按(2)式作为判据估算入射粒子在靶物质中的碰撞次数, 以确定在 Fluka 模拟中采用单次还是多次散射模型. 在处理 X 射线输运时, 考虑了 X 射线光子在靶物质中的瑞利散射、光电效应、康普顿散射等弹性和非弹性散射过程. 模拟中电荷粒子截止能设为 100 keV, X 射线截止能设为 1 keV.

2.2 电子束诊断靶面不均匀性

在激光聚变的内爆过程或高强度激光与薄膜靶相互作用中, 流体不稳定性、电磁场等作用导致靶材料在界面发生混合^[13,19,20], 或者在靶的后表面出现射流等^[21], 这些现象表征为密度或厚度不均匀性. 本文模拟了电子束对靶面有厚度变化的碳靶的透视, 以研究电子束诊断不均匀性的特征.

采用的靶与电子束照射模型如图 1(a) 所示. 入射电子束为单能平行束, 横截面为 $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$ 电子总数为 5×10^8 个. 碳靶的横截面尺度与电子束相同, 靶厚 $t = 1 \text{ cm}$, 密度 $\rho = 2.0 \text{ g}/\text{cm}^3$. 射程与这一厚度相对应的电子能量为 3.5 MeV^[22], 在模拟中选择入射电子束的能量为 3.8 MeV, 即稍大于射程能量, 从而使电子射程既接近靶厚度又平均来讲能穿过靶. 在碳靶的后表面中间部分设置有厚 $\Delta t = 0.02 \text{ cm}$ 、横截面为 $0.2 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$ 的条状凸起部分, 即相当于靶厚度变化为 $\Delta t/t = 2\%$, 用来模拟靶后表面上厚度不均匀性. 从(2)式可知, 即使对于 0.02 cm 这样的厚度, 电子在其中的碰撞次数也大于 20, 故可采用多次散射模型来模拟电子在靶中的输运. 探测面设置在靶(含凸起部分)后 0.1 cm, 相当于采用接触式成像, 得到的模拟结果如图 1(b),(c) 所示.

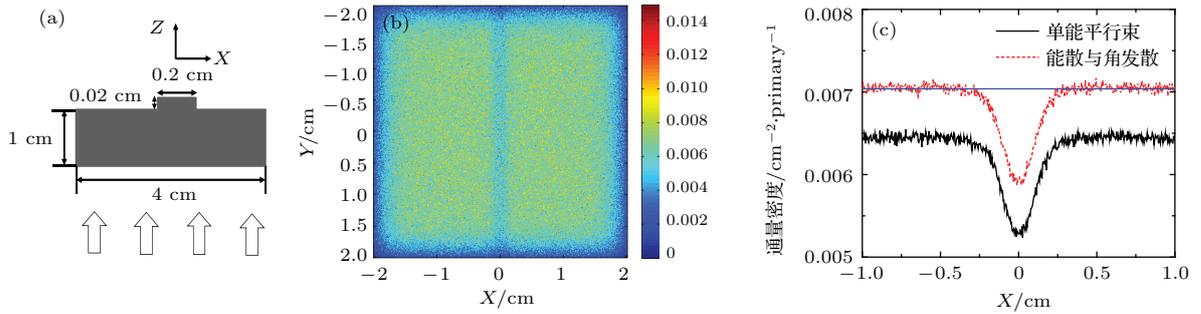


图1 电子束透视碳靶 (a) 示意图; (b) (网刊彩色) 探测面上电子通量密度分布; (c) (网刊彩色) $-1 \text{ cm} \leq X \leq 1 \text{ cm}$ 区间沿 Y 方向平均的电子通量密度分布

Fig. 1. An electron beam radiographs a carbon target: (a) The schematic diagram; (b) (Color online) The electron fluence distributions on the detection plane; (c) (Color online) The Y-direction averaged electron fluence distribution along the X direction in the range $-1 \text{ cm} \leq X \leq 1 \text{ cm}$

图1(b)显示探测面上接收的电子通量密度分布在 $X = 0 \text{ cm}$ 附近出现一个暗条纹, 对应靶的凸起部分 ($-0.1 \text{ cm} \leq X \leq 0.1 \text{ cm}$). 在这一区域靶厚度增加导致对电子的吸收增加, 从而通量密度减少. 图1(c)中图例为单能平行束的曲线是图1(b)的通量密度在 Y 方向取平均后沿 X 方向的分布, 也清晰显示在 $X = 0 \text{ cm}$ 附近通量密度出现凹陷. 为了定量评价电子束对靶厚度变化的透视效果, 定义对比度 $\Gamma = \frac{F_{\max} - F_{\min}}{F_{\max} + F_{\min}}$, F_{\min} 和 F_{\max} 分别取图1(c)中凹陷区中心、凹陷区域外(参考图中水平线示意)的通量密度极值, 由此获得凹陷区的对比度 $\Gamma \approx 9.91\%$. 通常定义 $\Gamma \geq 3\%$ 为目视可分辨. 因此, 采用这样的电子束放射照相可以分辨靶面厚度变化. 其次, 与靶凸起部分的陡峭边沿不同, 图1(c)中凹陷区的上升/下降沿部分, 通量密度变化较缓, 凹陷区的半值全宽对应的宽度 $\Delta X \approx 0.236 \text{ cm}$, 大于靶凸起部分实际宽度 (0.200 cm). 凹陷区通量密度极值 F_{\min} 和 F_{\max} 之间 20%—80% 区间(通常将此范围定义为空间分辨能力)为 0.120 cm. 这是由于电子在靶物质中散射偏转, 导致透视像边沿模糊, 也使得凹陷区范围较靶的实际凸起部分宽些. 有关散射偏转的影响在后面还将进一步讨论.

本文还做过比较, 将凸起部分置于靶的前表面. 在这一情况下电子束先穿过凸起部分, 再进入厚靶区散射后从后表面出射. 结果显示, 穿过凸起部分的电子束在厚靶区进一步散射偏转, 导致探测面上凹陷区的对比度变差. 因此, 为了减少散射对对比度的影响, 在透视时将凸起部分置于靶后表面.

由于实验中激光加速产生的电子束具有一定的能量发散和角发散, 本文在模拟中也考虑了这些因素的影响. 在图1(a)中靶和探测面参数不变, 入射电子束采用具有一定角发散的准单能电子束: 能谱呈高斯分布, 中心能量仍为 3.8 MeV, 能谱半高全宽 $\Delta E = 0.38 \text{ MeV}$, 即能量发散度 10%; 电子束发散角为 5 mrad. 这样的能量发散和角发散是激光加速产生准单能谱电子束的典型参数. 模拟结果见图1(c)中图例为能散与角发散的曲线. 相对于单能入射束情况, 通量密度值有所增加, 是由于有能散时更多的电子穿透靶. 对于靶凸起部分所形成的通量密度凹陷区, 对比度 $\Gamma \approx 8.59\%$, 半值全宽度 $\Delta X \approx 0.231 \text{ cm}$, 与单能情况的结果基本符合, 即典型准单能谱电子束的能散与角发散对透视的影响不大. 鉴于此, 在后面的结果与讨论中, 若未特别指出, 均采用单能电子束且入射粒子数设为 5×10^7 .

为了获得入射电子束能量对透视对比度影响的规律性认识, 针对图1(a)的靶参数, 改变入射电子束的能量 E , 模拟研究了入射电子束能量对凹陷区对比度 Γ 的影响, 结果如图2(a)所示. 当入射电子能量从 3.6 MeV 增加到 10.0 MeV 时, 对比度相应减少. 前面提到, 碳靶 1 cm 厚度对应射程的电子能量为 3.5 MeV. 因此, 选择入射电子能量, 使其射程接近靶厚, 这种情况下靶厚度变化会较为明显地影响靶对电子的吸收, 可在透视诊断中实现更大的对比度. 图2(a)也给出, 当入射电子束的能量大于 5.0 MeV 时, 由于靶对电子的吸收已很小, 探测面上凹陷区的对比度已小于 3%, 不足以分辨出靶的凸起部分.

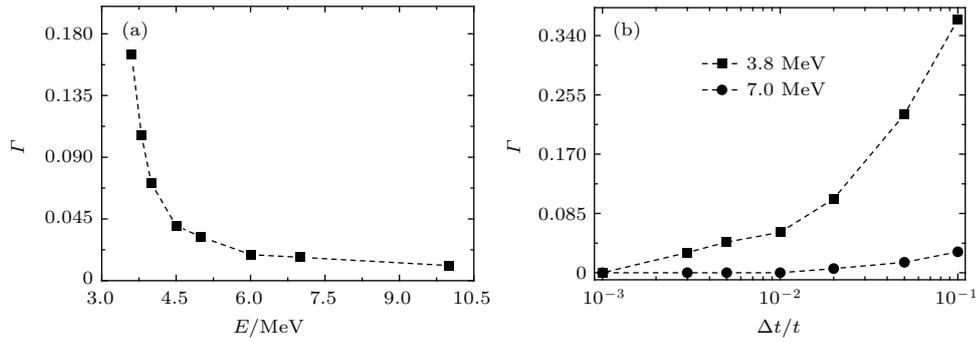


图2 (a) 对比度随入射电子能量的变化; (b) 对比度随靶厚度不均匀性的变化

Fig. 2. (a) Contrast versus the incident electron energy; (b) contrast versus the target thickness nonuniformity.

其次, 选取入射电子能量分别为3.8 MeV, 7.0 MeV, 改变凸起部分厚度 Δt , 还研究了靶面厚度不均匀性 $\Delta t/t$ 的变化对透视对比度的影响, 结果如图2(b)所示. 对于同一厚度不均匀性, 当入射电子能量为3.8 MeV, 即其射程接近靶厚时, 相对于7.0 MeV电子情况, 可实现更大的对比度, 能够分辨靶 $\Delta t/t = 0.3\%$ 的厚度变化. 而对于入射电子能量为7.0 MeV情况, 即其射程明显大于靶厚时, 只能分辨靶10%以上的厚度变化.

综上所述, 选择入射电子能量使其射程接近靶厚, 可以有效地利用电子在靶物质中的非弹性散射或能量损失, 在透视中更灵敏地诊断靶厚度变化.

2.3 与质子束诊断的比较

激光加速也可产生MeV能量质子束, 并已用于放射照相^[1-6]. 本文也用Fluka模拟了质子束对碳靶的透视, 通过与电子束透视的对比, 可获得对电荷粒子束透视诊断的更全面认识. 针对图1(a)

的碳靶及照射方式, 将电子束换为单能平行质子束, 质子数为 5×10^7 , 探测面设置不变. 分别取入射质子束的能量为44 MeV, 80 MeV, 模拟给出质子束穿过靶后, 在探测面上的通量密度分布, 如图3(a)所示. 改变靶面凸起部分的厚度 Δt , 厚度不均匀性 $\Delta t/t$ 变化对 Γ 影响的结果如图3(b)所示.

图3(a)给出, 当质子能量为44 MeV, 即其射程接近靶厚(1 cm厚碳靶对应射程的质子能量约为44 MeV)时, 通量密度分布中对应靶凸起部分区域出现了清晰的凹陷区. 凹陷区对比度 $\Gamma \approx 94.8\%$, 明显高于前面的3.8 MeV电子束透视结果. 并且, 凹陷区边沿陡峭, 通量密度极值 F_{\min} 和 F_{\max} 之间20%—80%区间对应宽度约为0.017 cm, 明显较图1(c)电子束透视窄些, 表明采用这样能量的质子束进行透视, 可实现更好的空间分辨能力. 而当采用80 MeV质子束对靶进行透视, 即质子射程明显大于靶厚时, 则不能区分靶面凸起部分. 这一结论与电子束透视一致.

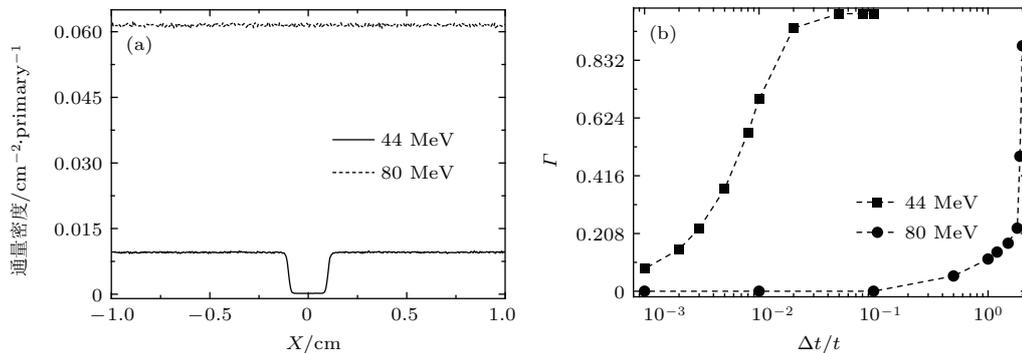


图3 质子束透视碳靶 (a) 探测面上 $-1 \text{ cm} \leq X \leq 1 \text{ cm}$ 区间沿Y方向平均的质子通量密度分布; (b) 对比度随靶厚度不均匀性的变化

Fig. 3. A proton beam radiographs a carbon target: (a) The Y-direction averaged proton fluence distribution along the X direction in the range $-1 \text{ cm} \leq X \leq 1 \text{ cm}$ on the detection plane; (b) Contrast versus the target thickness nonuniformity.

图 3(b) 给出入射质子束能量分别为 44 MeV, 80 MeV 时, 凹陷区对比度随靶凸起部分厚度的变化. 采用 44 MeV 质子束, 可分辨靶表面 $\Delta t/t = 0.1\%$ 厚度变化; 而采用 80 MeV 质子束, 只能分辨靶表面 $\Delta t/t \approx 23\%$ 以上厚度变化.

比较电子束与质子束透视, 无论采用电子束或者质子束, 选用射程接近靶厚度的电荷粒子束进行透视, 可获得较高的对比度, 能更灵敏地诊断靶厚度变化. 不同的是, 相对于电子束, 质子束透视的对比度更高, 对边界的分辨也更清晰. 这是因为: 电子与质子在靶中的散射过程不同, 导致散射强度和能损的区别. 电子在靶中要与原子核和核外电子作用, 特别是与后者的作用导致散射强烈; 而质子由于和核外电子质量差别大, 散射小很多. 由于这个区别, 对于非弹性散射, 质子传输到临近其射程区域能量损失显著, 即质子的阻止本领存在更显著的布拉格 (Bragg) 峰现象, 因此使用射程接近靶厚的质子束可以实现更高的对比度, 从而更灵敏地诊断靶厚度变化.

其次, 电子在靶物质中因非弹性散射损失能量的同时, 也发生弹性散射, 产生角偏转. 对于弹性散射, 尤其厚靶情况下多次散射, 可根据 (3) 式计算电子束或质子束穿过靶后的偏转角 θ_s 来评估散射的偏转程度. 比较 44 MeV 质子束与 3.8 MeV 电子束, 二者的偏转角比值为

$$\frac{\theta_{sp}}{\theta_{se}} = \frac{1/(p\beta)_p}{1/(p\beta)_e} = 4.94 \times 10^{-2},$$

即 44 MeV 质子通过厚碳靶的散射偏转角远小于 3.8 MeV 电子的散射偏转角. 因此, 采用这一能量的质子束进行透视, 由于偏转小, 图 1(a) 中靶凸起

部分的陡峭边沿直接反映到图 3(a) 的通量密度分布中. 而对于 3.8 MeV 电子束, 由于电子被靶物质更强烈地散射偏转, 导致图 1(c) 的通量密度分布中凹陷区边沿模糊, 空间分辨能力变差.

2.4 电子束诊断薄膜靶

虽然电子在靶物质中产生更强烈的散射, (3) 式也指出, 如果减小靶的厚度, 即采用电子束对薄膜靶进行透视, 电子在靶中的散射偏转会相应地减小, 从而可获得更好的空间分辨能力. 为此, 模拟了平行电子束对 130 μm 厚 Be 薄膜靶的透视. 如图 4(a) 所示, 类似图 1(a), 在 $t = 130 \mu\text{m}$ 厚铍 (Be) 薄膜靶的后表面有一条宽度为 0.02 cm, 厚度为 $\Delta t = 3 \mu\text{m}$ 的凸起部分, 相当于 Be 薄膜靶的厚度不均匀性 $\Delta t/t = 2.3\%$. Be 靶密度 $\rho = 1.848 \text{ g/cm}^3$. 电子束能量选为 160 keV, 接近 130 μm 靶厚度对应射程的电子能量 (125 keV), 电子总数为 5×10^8 . 根据 (2) 式可知, 100 keV 量级能量的电子在 3 μm 厚 Be 凸起部分的碰撞次数约为 12. 这样低的碰撞次数不足以采用多次散射近似, 因此在模拟中采用单次散射模型.

图 4(b) 给出了探测面上通量密度分布. 其中, 对应靶面凸起部分的区域出现清晰的凹陷区, 半值全宽度 $\Delta X \approx 0.020 \text{ cm}$, 凹陷区对比度 $\Gamma \approx 19.8\%$. 凹陷区边沿陡峭, 通量密度极值 F_{\min} 和 F_{\max} 之间 20%—80% 区间仅为 11 μm . 这一分辨能力包含了模拟中探测面上有限网格划分的影响, 实际分辨能力更好些. 因此, 透视的对比度及空间分辨能力都较图 1 的厚靶情况改善.

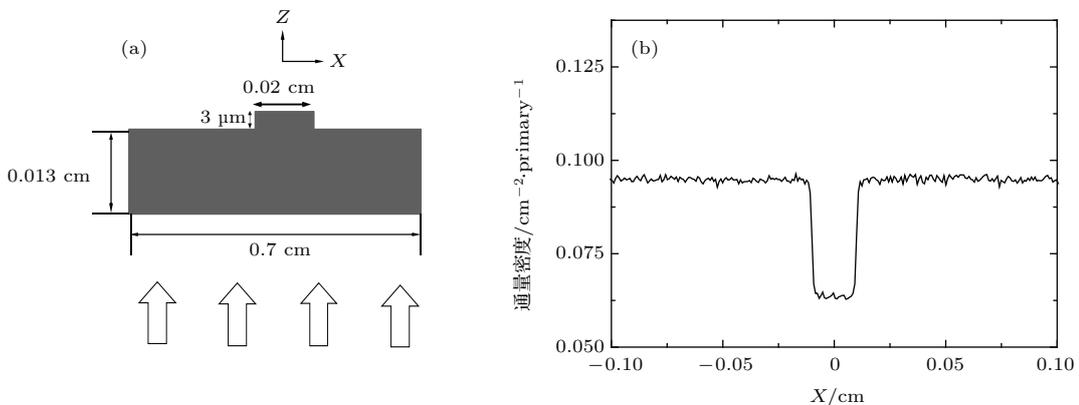


图 4 平行电子束透视铍薄膜靶 (a) 示意图; (b) 探测面上 $-0.1 \text{ cm} \leq X \leq 0.1 \text{ cm}$ 区间沿 Y 方向平均的电子通量密度分布
Fig. 4 A parallel electron beam radiographs a beryllium foil target: (a) The schematic diagram; (b) The Y-direction averaged electron fluence distribution along the X direction in the range $-0.1 \text{ cm} \leq X \leq 0.1 \text{ cm}$ on the detection plane.

值得指出的是, 由于电荷粒子在接近射程时能量损失率显著增加, 即阻止本领存在布拉格峰现象, 采用射程接近靶厚的电子或质子束透视诊断靶厚度变化可以实现较高的对比度. 相比之下, 对于吸收型 X 射线透视, 当 X 射线光子在穿过材料时, 无论是弹性或非弹性散射导致单位长度 ds 上光通量密度减少 dF/F , 可用吸收定律 $dF/F = -\mu \cdot ds$ 描述, 式中 μ 为衰减或吸收系数, 也就是说, 单位长度的 X 射线衰减不存在布拉格峰现象. 如果采用 X 射线透视诊断靶厚度变化, 对于非共振吸收(注: X 射线透视通常工作在这种情况下), 衰减系数较小, 对比度会相对低些, 从而对靶厚度变化的诊断灵敏度会低些. 其次, 低原子序数材料对 X 射线的吸收系数要小些, 也会导致对厚度变化的诊断灵敏度降低. 为此, 模拟了 X 射线束对铍薄膜靶的透视. 针对图 4(a) 靶, 仅将入射电子束换为单能平行 X 射线束, 光子数为 5×10^8 , 其他设置不变. 取入射 X 射线光子能量分别为 2 keV, 5 keV. 根据 X 射线吸收系数^[22]可估算, 2 keV 的 X 射线穿过 130 μm 厚 Be 靶的透过率约 17%, 相当于明显吸收情况; 而 5 keV 的 X 射线穿过该靶的透过率约 90%, 相当于近透明情况. 模拟给出 X 射线束穿过靶后, 在探测面上的通量密度分布, 如图 5 所示. 从结果可见, 对于 2 keV 的 X 射线透视, 对应靶面凸起部分的区域出现了凹陷区, 半值全宽度 $\Delta X \approx 0.020$ cm, 通量密度极值 F_{\min} 和 F_{\max} 之间 20%—80% 区间为 11 μm , 与前面的 160 keV 电子束透视结果一致. 然而, 凹陷区对比度 $\Gamma \approx 2.07\%$, 低于目视可分辨要求(3%), 也明显低于电子束透视的对比度(19.8%).

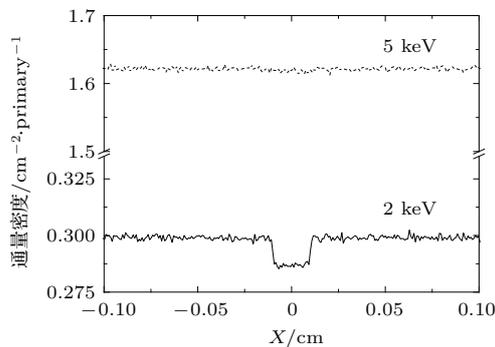


图5 探测面上 $-0.1 \text{ cm} \leq X \leq 0.1 \text{ cm}$ 区间沿 Y 方向平均的 X 射线光子通量密度分布

Fig. 5. The Y-direction averaged X-ray photon fluence distribution along the X direction in the range $-0.1 \text{ cm} \leq X \leq 0.1 \text{ cm}$ on the detection plane.

而对于 5 keV 的 X 射线透视, 即近透明情况, 完全不能分辨出凹陷区.

2.5 电子散射诊断靶界面

前面的结果表明, 利用电子在材料中的能量损失或被吸收, 可诊断靶的厚度不均匀性. 另一方面, 理论分析和前面的模拟已表明, 电子在材料中产生更强烈的散射或角偏转, 因此可利用电子的弹性散射特性来对材料界面进行诊断. 而且, 由于电子与材料相互作用的散射截面比 X 射线散射, 例如汤姆孙散射截面高出数个量级, 预期利用电子散射诊断界面较 X 射线透视诊断更为灵敏.

下面给出 100 MeV 电子束对碳-硫界面靶透视的模拟. 如图 6(a) 所示, 电子照射方式与探测面设置与图 1(a) 一样. 入射电子束为单能平行束, 横截面为 $2 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$, 电子总数为 5×10^7 个. 靶厚 $t = 1 \text{ cm}$, 横截面与电子束相同. 其中, 碳、硫材料的密度都设为 2.0 g/cm^3 , 横截面都是 $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$, 即二者各占一半, 在界面处几何相接. 为了研究界面对透视的影响, 模拟采用单次散射模型. 由于碳靶或硫靶 1 cm 厚度对应射程的电子能量分别约为 3.5 MeV 和 3.3 MeV, 远小于入射电子束能量(100 MeV), 因此电子在材料中传输或经过碳-硫界面时, 非弹性散射或能量损失可忽略, 探测面上观察到的散射现象主要来自电子在靶中的弹性散射. 图 6(b) 给出电子束穿过靶后, 在探测面上的通量密度分布. 结果表明, 由于电子穿过靶的能量损失很小, 在碳和硫的其他区域, 透视后的电子通量密度几乎相同; 但是, 由于在靶内碳-硫界面附近电子的弹性散射和角偏转, 在界面 ($X = 0$) 处通量密度出现了明显的调制现象. 取通量密度的极大、极小值, 得到对比度 $\Gamma \approx 12.6\%$. 因此, 采用电子弹性散射为辨认材料界面的诊断提供了一种新方法.

作为对比, 在图 6(a) 中, 把电子束换成 100 keV 平行 X 射线束, 入射光子数为 5×10^8 , 其他参数设置不变, 对吸收型 X 射线透视的模拟结果如图 6(c) 所示. 由于碳、硫材料对 X 射线吸收存在差异, 可以看到 X 射线通过这两种材料后在探测面上的通量密度不同. 不过, 在碳-硫界面处通量密度差产生的对比度只有 $\Gamma \approx 4.29\%$, X 射线透视辨认界面的对比度不如电子透视. 因此, 对于界面诊断或辨认来说, 使用电子束有一定优势, 与 2.4 节的结论一致.

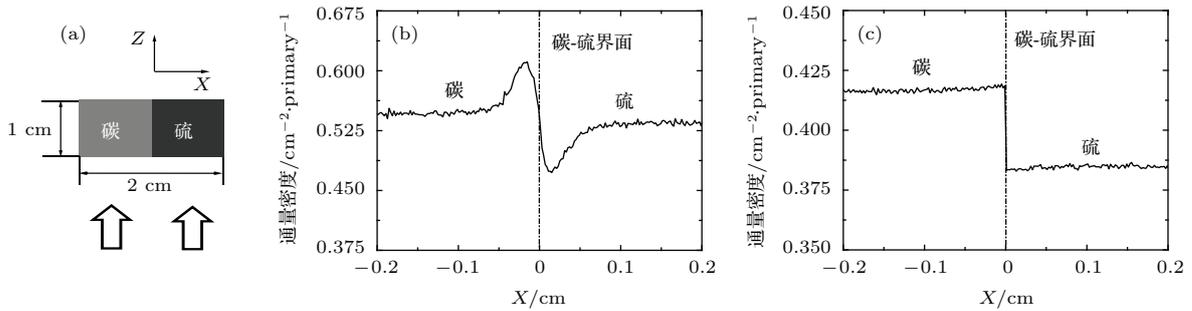


图6 电子或X射线束透视碳-硫靶 (a) 示意图; (b) 探测面上 $-0.2 \text{ cm} \leq X \leq 0.2 \text{ cm}$ 区间沿Y方向平均的电子通量密度分布; (c) 探测面上 $-0.2 \text{ cm} \leq X \leq 0.2 \text{ cm}$ 区间沿Y方向平均的X射线光子通量密度分布 (图中点虚线表示碳-硫界面位置)

Fig. 6 An electron or an X-ray beam radiographs a carbon-sulfur target: (a) The schematic diagram; (b) The Y-direction averaged electron fluence distribution along the X direction in the range $-0.2 \text{ cm} \leq X \leq 0.2 \text{ cm}$ on the detection plane; (c) The Y-direction averaged X-ray photon fluence distribution along the X direction in the range $-0.2 \text{ cm} \leq X \leq 0.2 \text{ cm}$ on the detection plane. In the plots the dash-dot line indicates the position of carbon-sulfur interface.

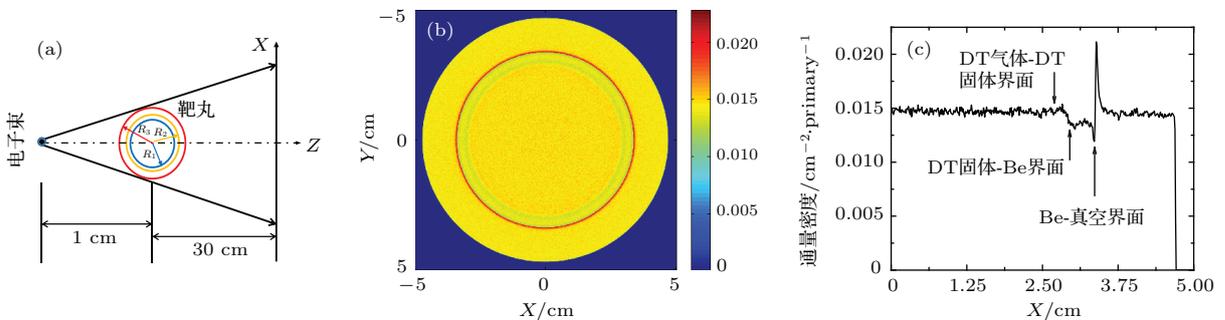


图7 电子束透视靶丸 (a) (网刊彩色) 示意图; (b) (网刊彩色) 探测面上电子通量密度分布; (c) $Y = 0$ 附近沿X方向的电子通量密度分布 (图中箭头指示靶丸中材料界面的几何投影位置)

Fig. 7. An electron beam radiographs a spherically multilayered capsule: (a) (Color online) The schematic diagram; (b) (Color online) The electron fluence distributions on the detection plane; (c) Around $Y = 0$ the electron fluence distribution along the X direction. The arrows indicate the geometrical projection positions of the interfaces, separately.

本文还模拟了电子束对更复杂结构靶的透视及界面诊断. 图7给出200 MeV电子束对激光核聚变研究中常使用的多层结构靶丸^[13]透视的模拟结果. 模拟发现, 选取200 MeV这样的能量可获得较为清晰的透视与界面辨认能力. 电子束照射靶丸如图7(a)所示. 靶丸呈球形多层结构, 参考文献^[13], 模拟选取的靶材料从里到外依次为密度为 0.3 mg/cm^3 的氘氚(DT)气体和密度为 0.25 g/cm^3 的DT固体, D与T按照原子数比29 : 21混合, 密度为 1.9 g/cm^3 、均匀掺杂Cu的Be壳, Be与Cu的原子数比为991 : 9, 界面半径分别为 $R_1 = 0.087 \text{ cm}$, $R_2 = 0.095 \text{ cm}$, $R_3 = 0.108 \text{ cm}$. Be壳层以外设置为真空环境. 电子从一个点状源发出, 以锥形束方式照射靶丸, 电子总数 5×10^8 . 电子源距靶丸中心1 cm, 探测面距靶丸中心30 cm. 电子能量选为200 MeV, 其射程远大于靶丸外直径

(该直径对应射程的电子能量约为0.2 MeV). 因此, 电子在靶物质中传输时能量损失可忽略, 与前面的界面辨认情况一样, 探测面上观察到的散射现象主要来自电子在靶中的弹性散射. 从(2)式可知, 电子在DT气体中的碰撞次数不足1次. 因此在模拟中采用单次散射模型.

图7(b)给出探测面接收的电子通量密度分布, 呈同心环结构. 其中, 半径为4.7 cm的圆形区域是锥形电子束照射区. 而距离中心半径为3.348 cm的圆环, 是电子束照射靶丸后, 靶丸外表面在探测面上的投影. 图7(c)给出以 $Y = 0$ 为中心、Y方向0.04 cm宽度范围的通量密度取平均后, 沿X方向的电子通量密度分布. 在靶丸外表面, 即Be壳与真空的界面, 存在通量密度调制现象, 是由于电子在靶丸边界处散射后, 偏离边界进入真空区所致. 其次, DT固体与Be界面的对比度约为10.2%. 因此

这两个界面都可分辨. 这些结果验证了电子束透视对球形多层靶界面的分辨能力. 此外, 从结果可见, DT气体与固体的界面难以分辨. 按(2)式估算, 电子在DT气体中碰撞次数不足1次, 在DT固体壳层中碰撞次数约为11, 在Be壳中碰撞次数约为165. 因而会出现这一情况, 即电子束穿过DT气体-固体界面时发生的散射相对较小, 而散射电子再穿过外层时发生更大的散射, 导致DT气体-固体界面或内层的散射信号被掩盖. 这与2.2节中将凸起部分置于靶前表面的情况类似, 是应用电子束诊断时需要考虑的影响因素.

3 结 论

本文讨论了电子在靶物质中弹性散射和非弹性散射对透视型放射照相的影响. 针对电子束和靶参数, 在蒙特卡罗模拟中考虑了单次散射或多次散射等不同情况, 模拟了100 keV到几百MeV能量电子束对有厚度起伏或存在界面靶的透视, 得到了电子束透视的特性并进行了参数优化, 建议了基于不同散射过程的诊断应用: 基于电子在材料中非弹性散射或能量损失, 选择射程接近靶厚的电子束来诊断靶厚度不均匀性, 能够分辨0.3%的厚度不均匀性; 而使用电子束对薄膜靶进行透视, 由于减小了散射偏转, 可实现更好的空间分辨能力. 第二, 基于电子在材料中的弹性散射, 提出了一种诊断方法, 即采用射程显著超过靶厚度的电子束来辨认靶界面. 还通过模拟演示了200 MeV电子束对球形多层聚变靶丸的界面分辨能力. 由于电子和物质相互作用截面大, 阻止本领存在布拉格峰现象, 电子透视在诊断厚度不均匀性和辨认界面等方面可以比吸收型X射线透视实现更高的对比度而具有优势. 而且, 激光加速产生的电子束具有短脉冲宽度, 且容易产生高能束, 因此有望在电荷粒子束的超快时间分辨放射照相诊断中获得应用. 本文研究获得的这些结果有助于电子束放射照相应用与参数选择.

肖渊在前期工作中的帮助, 陈晓虎、吴雪娟在工作中的讨论和帮助, 在此一并致谢.

参考文献

[1] Li C K, Seguin F H, Rygg J R, Frenje J A, Manuel M, Petrasso R D, Betti R, Delettrez J, Knauer J P, Marshall

F, Meyerhofer D D, Shvarts D, Smalyuk V A, Stoeckl C, Landen O L, Town R P J, Back C A, Kilkenny J D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 225001

[2] Rygg J R, Seguin F H, Li C K, Frenje J A, Manuel M J E, Petrasso R D, Betti R, Delettrez J A, Gotchev O V, Knauer J P, Meyerhofer D D, Marshall F J, Stoeckl C, Theobald W 2008 *Science* **319** 1223

[3] Mackinnon A J, Patel P K, Town R P, Edwards M J, Phillips T, Lerner S C, Price D W, Hicks D, Key M H, Hatchett S, Wilks S C, Borghesi M, Romagnani L, Kar S, Toncian T, Pretzler G, Willi O, Koenig M, Martinolli E, Lepape S, Benuzzi-Mounaix A, Audebert P, Gauthier J C, King J, Snavely R, Freeman R R, Boehlly T 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3531

[4] Li C K, Seguin F H, Frenje J A, Rygg J R, Manuel M, Petrasso R D, Town R P J, Amendt P A, Hatchett S P, Landen O L, Mackinnon A J, Patel P K, Smalyuk V A, Sangster T C, Knauer J P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 135003

[5] Sarri G, Cecchetti C A, Romagnani L, Brown C M, Hoarty D J, James S, Morton J, Dieckmann M E, Jung R, Willi O, Bulanov S V, Pegoraro F, Borghesi M 2010 *New J. Phys.* **12** 045006

[6] Gao L, Nilson P M, Igumenshev I V, Hu S X, Davies J R, Stoeckl C, Haines M G, Froula D H, Betti R, Meyerhofer D D 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 115001

[7] 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]

[8] Xiao Y, Wang X F, Teng J, Chen X H, Chen Y, Hong W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 234102 (in Chinese) [肖渊, 王晓方, 滕建, 陈晓虎, 陈媛, 洪伟 2012 物理学报 **61** 234102]

[9] Ramanathan V, Banerjee S, Powers N, Cunningham N, Chandler-Smith N A, Zhao K, Brown K, Umstadter D, Clarke S, Pozzi S, Beene J, Vane C R, Schultz D 2010 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 104701

[10] 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, Yasuike K, Langdon A B, Lasinski B F, Johnson J, Perry M D, Campbell E M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945

[11] Leemans W P, Nagler B, Gonsalves A J, Toth C, Nakamura K, Geddes C G R, Esarey E, Schroeder C B, Hooker S M 2006 *Nat. Phys.* **2** 696

[12] Schumaker W, Nakanii N, McGuffey C, Zulick C, Chyvkov V, Dollar F, Habara H, Kalintchenko G, Maksimchuk A, Tanaka K A, Thomas A G R, Yanovsky V, Krushelnick K 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 015003

[13] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339

[14] Wang X L, Li C, Shao M, Chen H F 2009 *The Technique of Particle Detection* (Hefei: USTC Press) p23 (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23页]

- [15] Bethe H A 1953 *Phys. Rev.* **89** 1256
- [16] Andreo P, Medin J, Bielajew A F 1993 *Med. Phys.* **20** 1315
- [17] West D, Sherwood A C 1972 *Nature* **239** 157
- [18] Fluka: a multi-particle transport code, Fluka Team <http://www.fluka.org/fluka.php>
- [19] Hurricane O A, Callahan D A, Casey D T, Celliers P M, Cerjan C, Dewald E L, Dittrich T R, Doppner T, Hinkel D E, Hopkins L F B, Kline J L, Le Pape S, Ma T, MacPhee A G, Milovich J L, Pak A, Park H -S, Patel P K, Remington B A, Salmonson J D, Springer P T, Tommasini R 2014 *Nature* **506** 343
- [20] Zhang W Y, Ye W H, Wu J F, Miu W Y, Fan Z F, Wang L F, Gu J F, Dai Z S, Cao Z R, Xu X W, Yuan Y T, Kang D G, Li Y S, Yu X J, Liu C L, Xue C, Zheng W D, Wang M, Pei W B, Zhu S P, Jiang S E, Liu S Y, Ding Y K, He X T 2014 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **44** 1 (in Chinese) [张维岩, 叶文华, 吴俊峰, 缪文勇, 范征锋, 王立锋, 谷建法, 戴振声, 曹柱荣, 徐小文, 袁永腾, 康洞国, 李永升, 郁晓瑾, 刘长礼, 薛创, 郑无敌, 王敏, 裴文兵, 朱少平, 江少恩, 刘慎业, 丁永坤, 贺贤士 2014 中国科学: 物理学力学天文学 **44** 1]
- [21] Wang C, Fang Z H, Sun J R, Wang W, Xiong J, Ye J J, Fu S Z, Gu Y, Wang S J, Zheng W D, Ye W H, Qiao X M, Zhang G P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7770 (in Chinese) [王琛, 方智恒, 孙今人, 王伟, 熊俊, 叶君建, 傅思祖, 顾援, 王世绩, 郑无敌, 叶文华, 乔秀梅, 张国平 2008 物理学报 **57** 7770]
- [22] National Institute of Standards and Technology, Physical Measurement Laboratory <http://www.nist.gov/pml/data/index.cfm>

Characteristics and parameter optimization of electron beam radiography*

Chen Yuan Wang Xiao-Fang[†] Shao Guang-Chao

(Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 19 October 2014; revised manuscript received 21 February 2015)

Abstract

The electron beam produced by an ultra-short, high-intensity laser pulse is of properties of small source size, short duration, and quasi-monoenergetic energy, and will play a unique role in radiographic diagnostics. By analyzing the scattering processes of electrons in materials and performing Monte-Carlo simulations, electron radiography for probing target surface non-uniformities or material interfaces is studied for electron energy ranging from 100 keV to several hundreds of MeV, and the results are compared with those of proton radiography and X-ray radiography, respectively. Features and parameter optimization of electron radiography are obtained, and some applications are suggested. By taking advantage of inelastic scattering or energy loss of charged particles, target surface nonuniformities could be diagnosed by a charged-particle beam whose range is close to the target thickness. Such a diagnosis would produce a higher detection contrast than that by absorption-type X-ray radiography. For a proton beam, a target thickness variation as small as 0.1% could be detected due to a more evident Bragg peak of the stopping power near its range. Nevertheless, the energy of laser-accelerated proton beams being up to 100 MeV would limit the applications. For an electron beam, since a thickness variation of 0.3% could be detected, its energy over 1 GeV has been realized by laser acceleration, the electron radiography could be extended to diagnose thicker targets. When using an electron beam to radiograph a thin or a foil target, for example, of thickness on the order of 100 μm , a spatial resolution of 11 μm or better could be achieved due to the reduced elastic scattering and angular deflection. By taking advantage of elastic scattering of electrons, an electron beam whose range is much greater than the target thickness could be used to diagnose a target interface composed of different materials or even a multilayered capsule, and a higher contrast of the electron fluence modulation at interfaces would be realized than that by absorption-type X-ray radiography, which is caused by stronger scattering of electrons as the electron scattering cross section is several orders of magnitude greater than that of X-ray scattering such as the Thomson scattering. As a laser-produced electron beam is prone to have an ultrafast pulse duration of 100's of femtoseconds or less, it is anticipated that the electron radiography will produce an ultrafast temporal resolution. These results and conclusions would be helpful to the applications and parameter optimization of electron radiography.

Keywords: charged-particle beams, elastic and inelastic scattering, Monte-Carlo simulations, radiography

PACS: 41.75.-i, 25.45.De, 87.10.Rt, 87.59.B-

DOI: [10.7498/aps.64.154101](https://doi.org/10.7498/aps.64.154101)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11375194).

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