

## 激光加速电子束放射照相的模拟研究\*

肖渊<sup>1)</sup> 王晓方<sup>1)†</sup> 滕建<sup>2)</sup> 陈晓虎<sup>1)</sup> 陈媛<sup>1)</sup> 洪伟<sup>2)</sup>

1) (中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2012年4月27日收到; 2012年7月1日收到修改稿)

激光加速产生高能电子束具有源尺寸小、准单能、脉宽窄等特征. 通过蒙特卡罗程序模拟研究了高能电子束的放射照相. 模拟了 200 MeV 准直电子束照射台阶靶、厚铁靶, 11 MeV 点源电子束照射惯性约束聚变模型靶, 以及 70 MeV 点源电子束在激光等离子体磁场下的偏转. 结果表明激光加速电子束在探伤厚材料内部、确认薄材料界面、测量电磁场等诊断中具有高时空分辨、灵敏等能力.

**关键词:** 电子束, 放射照相, 蒙特卡罗模拟

**PACS:** 41.75.Ht, 87.59.B-, 87.10.Rt

## 1 引言

激光等离子体相互作用过程极其复杂, 对其诊断、参数的测量采用不同方法, 例如利用光学干涉和全息照相法来诊断时间分辨的等离子体密度轮廓<sup>[1,2]</sup>, 利用 X 射线激光干涉法诊断更高的等离子体密度<sup>[3]</sup>. 有关诊断手段都已发展得较成熟, 同时也存在一定局限. 早在二十世纪六七十年代, 人们开始使用常规加速器产生的高能带电粒子束进行放射照相<sup>[4,5]</sup>, 并利用带电粒子自身带电这一特性对电磁场进行探测<sup>[6]</sup>.

随着激光技术的发展, 利用超短超强激光与等离子体相互作用可产生高能带电粒子束. 相对于常规加速器产生的带电粒子束, 激光加速产生的电子束、离子束更易实现小型化、高能量, 还具有源尺寸小、准直性好、束脉宽窄且与激光时间同步等特征. 人们开始利用激光加速产生的带电粒子束来对等离子体或其他物质进行放射照相研究, 如利用质子束对惯性约束聚变 (ICF) 内爆动力学的诊断<sup>[7]</sup>. 诊断的时间分辨能力主要由带电粒子束的脉冲时间决定. 激光驱动的质子束脉冲

宽度在 1 ps 量级<sup>[8]</sup>, 利用 MeV 能量质子束照相诊断密度扰动及高密度等离子体中的瞬场, 时间分辨为 10—100 ps<sup>[9-11]</sup>. 然而, 当前激光加速得到的质子能量最高不到 100 MeV<sup>[12]</sup>, 对于更高时间分辨、更大穿透深度等诊断的应用受到限制.

另一方面, 激光驱动产生的电子束脉宽在飞秒到皮秒量级, 能量高达 1 GeV<sup>[13]</sup>, 发散角仅为几个毫弧度<sup>[14,15]</sup>. 相对于质子束诊断, 采用激光驱动的高能电子束可实现更高时间分辨及更大穿透深度. 近年来, 实验报道了利用飞秒激光产生的 20 keV 电子束探测激光等离子体演化, 时间分辨达 2.7 ps<sup>[16]</sup>; 利用 120 keV 电子束探测激光等离子体中的电磁场, 时间分辨达 0.46 ps<sup>[17]</sup>. 关于 MeV 电子束的放射照相应用, 2006 年文献<sup>[18]</sup>报道了初步实验结果. 最近, 文献<sup>[19]</sup>报道了利用激光尾场加速产生的 200 MeV 准单能电子束探测物体内部结构, 获得了亚毫米空间分辨的实验.

上述有关电子束放射照相诊断的研究主要是实验结果<sup>[16-19]</sup>, 对电子束放射照相的分析与模拟很少<sup>[16,19]</sup>, 基本没有对 MeV 电子束放射照相的分析和模拟. 本文针对激光加速电子束的特点, 利用 FLUKA 蒙特卡罗模拟程序 (2011 年版)<sup>[20]</sup>

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11075160)、中国工程物理研究院科技发展基金 (批准号: 2012B012008)、国家重大专项计划和中国科学院资助的课题.

† E-mail: wangl@ustc.edu.cn

对 MeV 电子束的放射照相及磁场下偏转进行了系统的模拟研究. FLUKA 用于计算粒子输运及粒子与物质相互作用. 在处理电子输运时考虑电子在物质中的多次库仑散射、电离、激发、韧致辐射等物理过程, 处理电子多次散射基于莫里哀散射理论, 处理能损时考虑了电子在穿过物质时的能量变化和在每一步输运过程中的能量损失.

本文首先模拟了 200 MeV 准直电子束照射台阶靶, 分析了影响放射照相空间分辨的主要因素, 并利用台阶靶确定了分辨本领; 其次, 基于 200 MeV 电子束的穿透能力 [21], 模拟了 200 MeV 电子束照射 4 cm 厚铁靶, 对厚靶内部探伤的能力. 此外, 还模拟了 11 MeV 点状电子源对 ICF 模型靶的放射照相, 研究了分辨薄靶界面的能力. 最后, 模拟了激光等离子体磁场对电子束偏转的影响, 分析了诊断等离子体电磁场的可行性.

## 2 电子束对物体的放射照相

### 2.1 台阶靶照相

电子束照射台阶靶如图 1 所示. 模拟中使用了准直的电子束, 能量为 200 MeV, 电子总数为  $5 \times 10^7$  个, 入射方向如图 1 中所示. 2 cm 宽的台阶靶材料部分为铁, 第一级为厚靶部分, 厚 4 cm, 宽 1 cm; 第二级为薄靶部分, 厚 0.1 cm, 宽 0.5 cm; 第三级无材料, 为真空部分, 宽 0.5 cm. 电子源到厚靶前表面的距离为 1 cm, 探测面到靶后表面距离为 0.5 cm. 得到的模拟结果如图 2 所示. 从中可以看到, 在台阶靶的交界处电子通量密度存在明显变化.

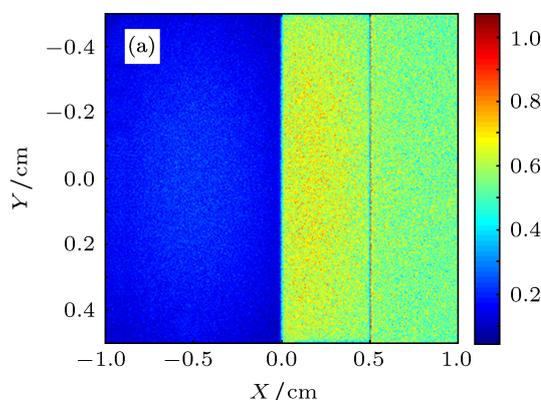


图 2(a) 显示在薄靶与真空的交界处 ( $X = 0.5$  cm) 存在明暗分界线. 相应地, 图 2(b) 显示在此界面处的通量密度陡变峰. 在靶一侧 ( $X < 0.5$  cm) 存在一个通量密度减半 ( $0.5I_0$ ) 的低谷, 而在真空一侧 ( $X > 0.5$  cm) 存在一个通量密度增加至 1.5 倍 ( $1.5I_0$ ) 的尖峰. 偏离此界面, 电子通量密度 ( $I_0$ ) 接近于相等. 分界线现象是由于靶对电子的多次散射效应形成的 [5], 由于薄靶厚度 (0.1 cm) 远小于 200 MeV 电子束在铁中的穿透深度 (4.464 cm), 故电子不会在薄靶中沉积. 但是, 由于电子与靶物质中核外电子及原子核的库仑相互作用, 电子会发生多次散射改变其运动状态; 在靶与真空的交界处, 电子与靶物质的散射造成部分电子改变方向进入真空区域, 从而造成靶内侧电子通量密度减小, 外侧电子通量密度增大. 对远离边界处的靶区, 虽然也存在多次散射效应, 但是相互叠加的结果使通过靶的电子通量密度与真空中的电子通量密度相等.

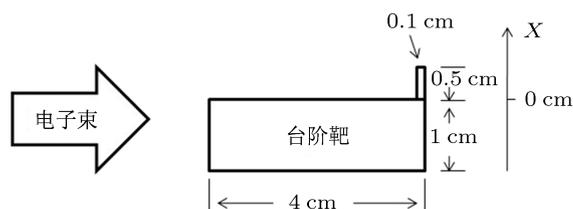


图 1 单能准直电子束照射台阶靶的示意图

按照莫里哀多次散射理论, 薄靶与真空交界处的电子通量密度变化与电子的平均散射角  $\theta_s$  有关,  $\theta_s = \frac{15}{pc\beta} \sqrt{\frac{t}{l}}$  [5], 其中  $p$  为粒子动量, 单位为 MeV/c,  $c$  为真空中光速,  $\beta$  为粒子速度与光速之比,  $t$  为靶

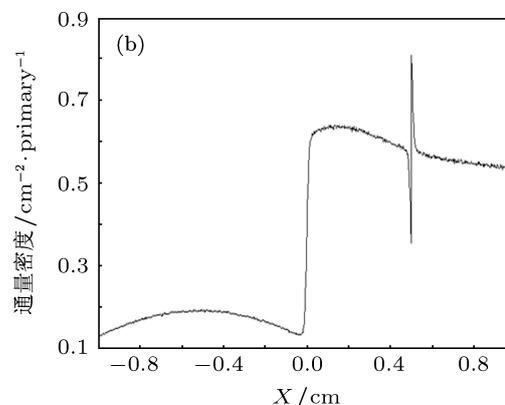


图 2 200 MeV 平行电子束照射台阶靶 ( $X < 0$  cm 为厚靶区域,  $0$  cm  $< X < 0.5$  cm 为薄靶区域,  $X > 0.5$  cm 为真空区域) (a) 正入射时在探测面接收到的电子通量密度分布图; (b) 图 (a) 沿 Y 方向平均的电子通量密度分布

厚度, 单位为 cm,  $l$  为材料的辐射长度, 单位为 cm. 铁的辐射长度为 1.8 cm. 由上述公式计算出对应现模拟条件的电子平均散射角  $\theta_s = 9.66 \times 10^{-3}$  rad. 将图 2(b) 中薄靶与真空交界附近数据的横坐标 (即探测面上位置坐标) 转化为对应的散射角  $\theta_x$ , 按照  $\theta_s = \sqrt{\langle \theta_x^2 \rangle}$  [22], 处理数据得到平均散射角  $\theta_s = 7.8 \times 10^{-3}$  rad, 与上述理论值符合较好. 图 2(b) 在薄靶界面处出现陡变峰现象说明, 在电子束放射照相诊断中, 可以利用多次散射效应清晰分辨薄靶界面.

在厚靶 - 薄靶界面 ( $X = 0$  cm) 处, 由于厚靶的厚度接近于 200 MeV 电子束在铁中的穿透深度, 造成大部分电子沉积在靶中, 故厚靶处的电子通量密度远小于薄靶处的电子通量密度, 参见图 2(b). 而电子的多次散射效应造成一部分电子穿过薄靶后改变其运动方向, 偏转到在薄靶与厚靶的交界附近的厚靶区, 造成在  $X = 0$  cm 位置附近通量密度的变化. 通过该处通量密度峰变化可以近似得到对厚靶放射照相的分辨本领. 取此处电子通量密度极小值与极大值之间 20% 到 80% 通量密度, 得到对应横坐标范围为  $150 \mu\text{m}$ , 即分辨本领.

需要说明的是, 前面的分析讨论指出多次散射决定的是散射角. 因此, 多次散射在界面附近形成的电子通量密度峰在探测面上的分布范围与探测面的位置有关. 放置探测面的理想位置是紧贴靶后表面, 此时分布范围最窄. 当探测面远离靶后表面时, 分布范围也相应扩大, 从而降低对界面的分辨本领. 这一结果在模拟中得到了确认.

## 2.2 高能电子束对厚靶内部的探伤

在上一节确认多次散射及其对界面辨认影响

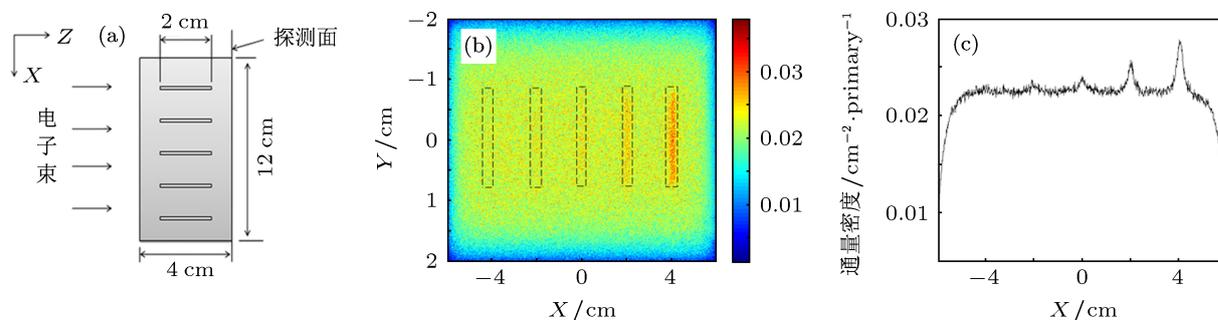


图 3 200 MeV 准直电子束照射内部有空隙的铁靶 (a) 示意图; (b) 在探测面接收到的电子通量密度分布图: 空隙的横截面在图中已用虚线框示意给出, 空隙中心位于图中  $X = -4, -2, 0, 2, 4$  cm 处, 其对应的  $X$  方向上的宽度依次为  $75, 150, 300, 600, 1200 \mu\text{m}$ ; (c) 图 (b) 中空隙范围内沿  $Y$  方向平均的电子通量密度分布

的基础上, 本节针对高能电子束穿透物体的能力, 模拟了 200 MeV 准直电子束照射内部有空隙的厚铁靶, 如图 3 所示. 模拟中使用的电子数为  $5 \times 10^7$ , 铁靶沿束流方向的厚度为 4 cm, 靶中的空隙位置如图 3(a) 所示, 沿束流  $Z$  方向的空隙厚度为 2 cm. 电子源到铁靶前端距离为 1 cm, 探测面到源的距离为 5.1 cm, 得到的模拟结果见图 3(b), (c).

从图 3(c) 可见, 随着空隙宽度的减小, 电子通量密度峰也逐渐减小, 直到变得不明显. 基于前面结果知道, 从空隙散射到厚靶中的电子被厚靶吸收. 空隙缝越窄, 空隙中更大比例的电子被散射到厚靶区, 从而导致空隙处的电子通量密度减小. 图 3(c) 中能清晰看到峰所对应的空隙宽度  $\geq 150 \mu\text{m}$ . 这一结果与 2.1 节中确认的厚靶界面分辨本领 ( $150 \mu\text{m}$ ) 相符, 也表明了高能电子束用来对厚靶或宏观尺度物体内部进行探伤时具有亚毫米高空间分辨能力. 本文模拟结果也表明, 这一分辨能力是由多次散射效应所造成, 而非文献 [19] 解释的由电子束的源尺度所限制.

## 2.3 MeV 电子束对 ICF 模拟靶丸的照相

对于 ICF 中直接驱动和间接驱动, 本文分别模拟了高能电子束对两种靶的放射照相. 对于间接驱动用靶, 本文用金腔中含碳球靶来模型化处理, 如图 4 所示.

模拟中电子源为点状源, 能量为 11 MeV, 电子数为  $5 \times 10^9$ . 点源距离靶中心为 1 cm, 电子束从点源发出, 发散角为 1.5 rad. 实心碳球直径为 0.2 cm, 金腔外壁直径为 0.55 cm, 金腔厚度为  $30 \mu\text{m}$ , 探测面距离靶中心为 0.5 cm. 模拟结果如图 5 所示.

从图 5 中可以看出, 在探测器面  $y = \pm 0.15$  cm 处各有一电子通量密度缓变峰, 对应于金腔内的碳球靶边界. 从图 5(b) 可见, 缓变峰处电子通量密度极大值为 0.29, 极小值为 0.23, 对比度仅为 11.5%. 这是因为金腔壁首先对电子束多次散射, 散射的电子束再对金腔中的碳球照相, 造成对应碳球靶的边缘较模糊, 对比度也相应降低. 故用电子束对金腔中碳球靶进行放射照相, 对靶的分辨能力较差.

对于直接驱动用靶, 本文用  $30 \mu\text{m}$  厚的空心球壳碳靶来模型化, 并模拟了电子束对这种靶的放射照相. 电子源仍为一点源, 能量为 11 MeV, 电子数

为  $5 \times 10^8$ , 距离碳球壳靶中心为 1 cm. 电子束从点源发出, 发散角为 300 mrad. 碳靶外直径为 0.2 cm, 探测面距离靶球心为 30 cm. 模拟结果如图 6 所示.

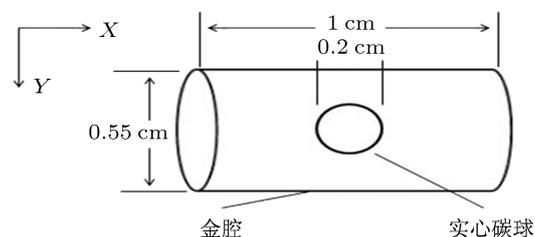


图 4 金腔中碳球示意图

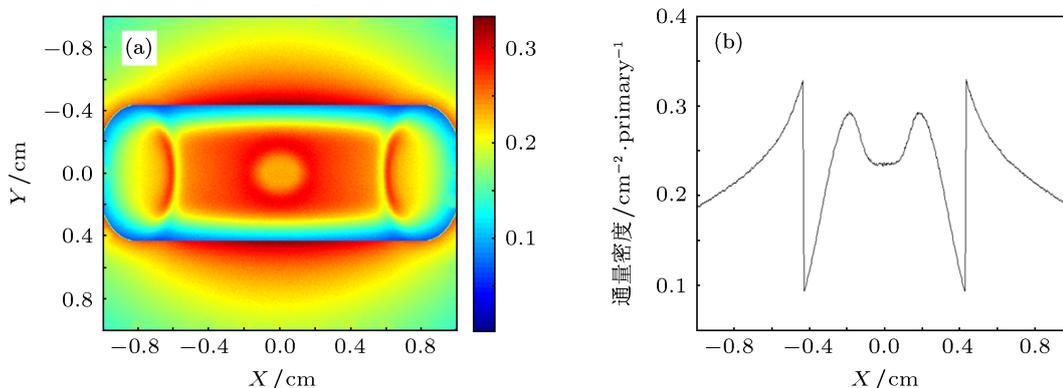


图 5 11 MeV 电子点源照射金腔碳球靶 (a) 在探测面接收到的电子通量密度分布图; (b) 图 (a) 中  $X = 0$  cm 位置沿 Y 方向的电子通量密度分布

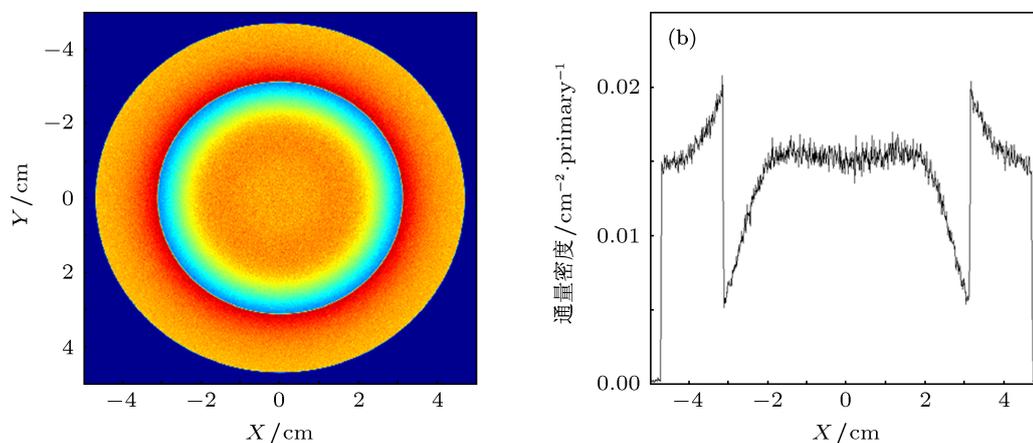


图 6 11 MeV 电子点源照射空心球壳碳靶 (a) 在探测面得到的电子通量密度分布图,  $X = 0$  cm,  $Y = 0$  cm 对应靶心在探测面的投影位置; (b) 图 (a) 中  $Y = 0$  cm 位置沿 X 方向的电子通量密度分布;  $X = \pm 4.6$  cm 附近电子通量密度迅速降为 0 是由于模拟中对点源的发散角设定所致

从图 6(b) 可见, 在探测面上  $X = \pm 3.1$  cm 处 (对应壳靶外表面与真空界面在探测面上投影) 存在一陡变的电子通量密度变化, 此处的通量密度对比度为 59.96%, 明显好于前面对金腔中碳球靶放射照相的对比度. 11 MeV 电子在碳中的穿透深度约为 3 cm, 远大于球壳厚度  $30 \mu\text{m}$ . 电子在穿过球壳靶时, 不会被壳靶吸收. 但是由于壳靶对电

子多次散射, 导致在壳附近出现这个通量密度陡变峰. 在图 6(b) 中, 由  $X = 3.1$  cm 处电子陡变峰可以确定对界面的分辨能力. 取此处电子通量密度极大值与极小值之间 80%到 20%通量密度, 对应 X 方向的范围为  $400 \mu\text{m}$ , 由此确定对界面的分辨能力为  $400 \mu\text{m}$ . 由于探测面距离点源 31 cm, 如果把探测面移向点源方向, 这一范围也相应变小. 由此

计算出,当探测面紧贴在碳球壳靶后位置处时,可分辨尺度为  $14.2 \mu\text{m}$ . 这一结果表明,利用这样的电子束对靶进行放射照相,确认界面的分辨能力可达  $14 \mu\text{m}$ ,或可应用于诊断 ICF 靶压缩中不同燃料层的界面混合等过程.

针对应用,考虑到激光加速产生的准单能谱电子束具有能散,本文还模拟了具有一定能散或者能谱分布的电子束对上述直接驱动模拟靶丸的放射照相. 在其他参数条件不变的情况下,设电子源的能谱为高斯分布,峰值能量为  $11 \text{ MeV}$ ,能谱的半高全宽为  $1.1 \text{ MeV}$ ,即能量发散度为  $10\%$ . 模拟结果表明,利用这样的一定能散电子束对直接驱动模拟靶丸进行放射照相,对界面的分辨能力与前面利用单能电子束照相确定的分辨能力相同,仍然是  $14 \mu\text{m}$ . 这是因为,当这样高能量的电子束穿过靶时,电子几乎无能量损失,而只是与靶发生多次散射. 因此,利用一定能散的准单能谱高能电子束来诊断 ICF 靶,可忽略电子束能散的影响.

由于多次散射是限制电子束照相空间分辨本领的因素,与电子束自身能量、靶的密度及厚度等都有关系. 因此,针对实验中实际用靶,可选用适当能量的电子束来进行放射照相诊断,有助于优化分辨能力.

### 3 高能电子诊断磁场的模拟

由于电子自身质量轻,在外加电磁场下易偏转. 利用这一偏转特性有可能用电子束诊断等离子体中的电磁场. 本文以激光等离子体自生磁场为例,

模拟了高能电子对磁场的网格照相,分析了磁场诊断的可行性.

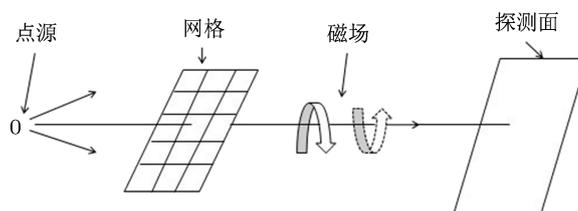


图7 点电子源网格照相磁场示意图,图中磁场实线方向为顺时针,虚线方向为逆时针

磁场的电子网格照相如图7所示. 模拟中使用各向同性发射的点状电子源,能量为  $70 \text{ MeV}$ ,电子数为  $5 \times 10^8$ ,距离网格  $0.15 \text{ cm}$ . 磁场前端距离网格为  $0.1 \text{ cm}$ ,磁场轴向长度为  $0.03 \text{ cm}$ ,探测面距离点源为  $2.45 \text{ cm}$ . 文献 [23] 采用其他方法对等离子体磁场的测量数据,本文取模拟的磁场为环形磁场,如图7箭头方向所示,其强度随径向分布的公式为  $B(r) = B_0 \exp(-|r - R_0|/R_e)$ ,  $R_0 = 150 \mu\text{m}$ ,  $R_e = 30 \mu\text{m}$ ,  $B_0 = 50 \text{ T}$ ,  $r$  为磁场径向坐标(单位为  $\mu\text{m}$ ). 网格为空间周期  $35 \mu\text{m}$  的铜线,铜线截面为正方形,边长为  $5 \mu\text{m}$ . 模拟得到的结果如图8所示.

图8清晰地显示铜线网格投影在磁场下的扭曲. 在图8(a)中,电子受到洛伦兹力方向向外,故网格向外扩张;在图8(b)中,电子受到的洛伦兹力方向向内,故网格向里收缩. 因此,采用网格法记录电子束穿过磁场区的网格图案变化,可以检测并诊断磁场.

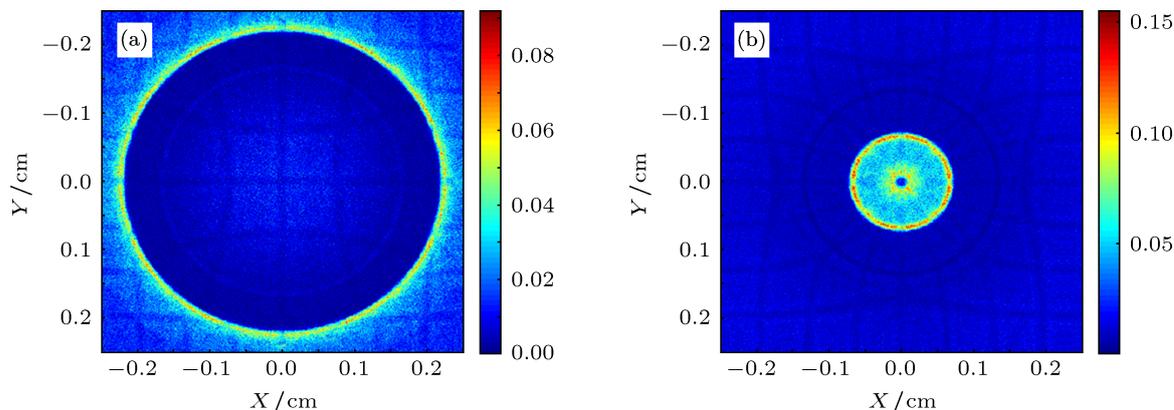


图8  $70 \text{ MeV}$  电子穿过铜线网格和磁场后在探测面接收到的电子通量密度分布 (a) 磁场方向顺时针; (b) 磁场方向逆时针

再对图8的通量密度分布做简要说明. 定义探测面内的粒子通量密度  $N(r) = N_n + N_i - N_o$ ,

其中,  $N_n$  为没有磁场影响时  $X = r$  处的电子通量密度,  $N_o$  与  $N_i$  分别表示磁场导致的从此处偏

转出去以及从他处偏转至此的电子通量密度. 在图 8(a) 中, 电子在洛伦兹力作用下, 向外偏转,  $N_i$  远大于  $N_o$ , 导致在环形磁场峰值 (投影在探测面上为位置  $r = 0.21$  cm) 偏外处电子通量密度最多. 而在环形磁场峰值偏内处,  $N_o$  远大于  $N_i$ , 电子通量密度最少, 造成该处电子通量密度减小. 在图 8(b) 中可以看到, 电子偏转情况正好与 8(a) 相反, 其受到的洛伦兹力向内, 因此中心附近电子通量密度增大. 但是, 在中心 ( $X = 0$  cm,  $Y = 0$  cm) 位置,  $N_i$  远小于  $N_o$ , 造成该处电子通量密度小于附近的电子通量密度. 在环形磁场峰值偏内处,  $N_o$  远小于  $N_i$ , 造成该处电子通量密度最大. 而在环形磁场峰值偏外处,  $N_i$  远小于  $N_o$ , 造成该处电子通量密度最小.

本文以环形磁场分布为模型, 给出了磁场诊断的可行性. 这一结果也说明, 采用网格照相法来观察等离子体磁场对高能电子束的偏转效应非常有效. 对于磁场变化或者空间分布更复杂的磁场位形, 例如, 多束激光打靶诱导的磁重联<sup>[24]</sup>, 建议采用类似方法进行诊断.

## 4 结论

本文模拟研究了激光加速的 MeV 电子束对材料的放射照相及在磁场下的偏转. 利用 200 MeV 准直电子束照射台阶靶, 不仅验证了多次散射效应, 也得到其应用于 4 cm 厚铁靶放射照相时对界面辨认的空间分辨本领约为 150  $\mu\text{m}$ . 通过对具有内部结构的铁靶的照相模拟, 验证高能电子束对物体内部探伤具有同等尺度的高空间分辨能力. 利用 11 MeV 电子束对 ICF 聚变模型靶放射照相的模拟, 表明了电子束直接对聚变靶丸放射照相的可行性, 对靶的界面分辨能力可达 14  $\mu\text{m}$  量级. 而 70 MeV 电子束对激光等离子体磁场的网格照相结果, 则表明了这样的电子束诊断磁场的可行性. 上述结果表明, 利用激光加速产生的 MeV 电子束在探伤厚材料内部、确认薄材料界面、测量电磁场等诊断应用中具有高时空分辨、灵敏的能力.

感谢张巍巍、马占南、汪文慧在本文完成中的帮助.

- [1] Tzortzakis S, Prade B, Franco M, Mysyrowicz A 2000 *Opt. Commun.* **181** 123
- [2] Centurion M, Pu Y, Liu Z W, Psaltis D, Hansch T W 2004 *Opt. Lett.* **29** 772
- [3] Wang C, Wang W, Sun J R, Fang Z H, Wu J, Fu S Z, Ma W X, Gu Y, Wang S J, Zhang G P, Zheng W D, Zhang T X, Peng H M, Shao P, Yi K, Lin Z Q, Wang Z S, Wang H C, Zhou B, Chen L Y, Jin C S 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 202 (in Chinese) [王琛, 王伟, 孙今人, 方智恒, 吴江, 傅思祖, 马伟新, 顾援, 王世绩, 张国平, 郑无敌, 张覃鑫, 彭惠民, 邵平, 易葵, 林尊琪, 王占山, 王洪昌, 周斌, 陈玲燕, 金春水 2005 物理学报 **54** 202]
- [4] Koehler A M 1968 *Science* **160** 303
- [5] West D, Sherwood A C 1972 *Nature* **239** 157
- [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] 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 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 225001
- [8] Sarri G, Cecchetti C A, Romagnani L, Brown C M, Hoarty D J, James S, Morton J, Dieckmann M E, Jung R, Will O, Bulanov S V, Pegoraro F, Borghese M 2010 *New J. Phys.* **12** 0450061
- [9] 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 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3531
- [10] Li C K, Seguin F H, Frenje J A, Rygg J R, Petrasso R D, Town R P, 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
- [11] 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, Nottley M M, Phillips T W, Romagnani L, Snavely R A, Stephens R B, Town R P J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 045001
- [12] 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
- [13] 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** 10
- [14] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, Kiselev S, Gordienko S, Lefebvre E, Rousseau J P, Burgy F, Malka V 2004 *Nature* **431** 541
- [15] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z, Thomas A G R, Collier J L, Dangor A E, Divall E, Foster P S, Gallacher J G, Hooker C J, Jaroszynski D A, Langley A J, Mori W B, Norreys P A, Tsung F S, Viskup R, Walton B R, Krushelnick K 2004 *Nature* **431** 535
- [16] Centurion M, Reckenthaler P, Trushin S A, Krausz F, Fill E E 2008 *Nat. Photon.* **2** 315
- [17] Inoue S, Tokita S, Otani K, Hashida M, Sakabe S 2011 *Appl. Phys.*

- Lett.* **99** 031501
- [18] Mangles S P D, Walton B R, Najmudin Z, Dangor A E, Krushelnick K, Malka V, Manclossi M, Lopes N, Carias C, Mendes G, Dorchies F 2006 *Laser Part. Beams* **24** 185
- [19] 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
- [20] Fluka: a multi-particle transport code, Fluka Team <http://www.fluka.org/fluka.php>
- [21] National Institute of Standards and Technology, Physical Meas. Laboratory <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- [22] Wang X L, Li C, Shao M, Chen H F 2009 *The Technique of Particle Detection* (Hefei: USTC Press) p26 (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 26 页]
- [23] Cecchetti C A, Borghesi M, Fuchs J, Schurtz G, Kar S, Macchi A, Romagnani L, Wilson P A, Antici P, Jung R, Osterholtz J, Pipahl C A, Willi O, Schiavi A, Notley M, Neely D 2009 *Phys. Plasmas* **16** 043102
- [24] Zhong J Y, Li Y T, Wang X G, Wang J Q, Dong Q L, Xiao C J, Wang S J, Liu X, Zhang L, An L, Wang F L, Zhu J Q, Gu Y, He X T, Zhao G, Zhang J 2010 *Nat. Phys.* **6** 984

## Simulation study of radiography using laser-produced electron beam\*

Xiao Yuan<sup>1)</sup> Wang Xiao-Fang<sup>1)†</sup> Teng Jian<sup>2)</sup> Chen Xiao-Hu<sup>1)</sup>  
Chen Yuan<sup>1)</sup> Hong Wei<sup>2)</sup>

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

2) (Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 27 April 2012; revised manuscript received 1 July 2012)

### Abstract

Laser accelerated high-energy electron beam has the properties of small source size, quasi-monoenergetic, and short duration. In this paper the radiography by the electron beam is simulated using a Monte-Carlo code. Various radiographies are simulated, such as a step target and a thick iron block of inside cracks by a collimated 200-MeV beam, a modelled inertial-confinement-fusion target by a 11-MeV point-like beam, and the deflectometry of a 70-MeV electron beam by a laser plasma generated magnetic field. The obtained results indicate that the radiography by a laser-accelerated electron beam is of high spatial resolution and sensitivity in the detection of the inside defects of material, identification of the interface of thin material, and diagnosis of electromagnetic field.

**Keywords:** electron beam, radiography, Monte-Carlo simulation

**PACS:** 41.75.Ht, 87.59.B-, 87.10.Rt

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11075160), China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2012B012008), China National Science and Technology Major Project and the Chinese Academy of Sciences.

† E-mail: wang1@ustc.edu.cn