

软 X 射线条纹相机 CsI 光阴极响应灵敏度的理论计算*

何小安¹⁾ 杨家敏^{1)†} 黎宇坤¹⁾ 李晋¹⁾ 熊刚¹⁾²⁾

1) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) (复旦大学, 现代物理所教育部核物理与离子束应用重点实验室, 上海 200433)

(2023 年 6 月 26 日收到; 2023 年 9 月 14 日收到修改稿)

碘化铯 (CsI) 光阴极响应灵敏度是软 X 射线条纹相机用于 X 射线能谱定量诊断的重要参数, 其理论计算具有重要指导意义. 目前的理论解析模型基于薄膜光阴极产生次级电子的一维随机行走模型发展而来, 具体包括 X 射线正入射、能量大于 1 keV 条件下的 Henke 模型, 以及变角度入射、光阴极厚度大于 100 nm 条件下的 Fraser 模型, 都存在一定局限性. 本文进一步引入次级电子运输概率的基础表达式, 推导了 CsI 光阴极在更大参数范围内 (X 射线能量 0.1—10 keV、光阴极厚度 10—200 nm) 响应灵敏度随 X 射线能量 E 、光阴极厚度 t 、X 射线与阴极表面夹角 θ 变化的一般表达式. 最后, 将本文的理论计算结果与 Henke 模型、Fraser 模型、文献及北京同步辐射的实验数据分别进行了比较和讨论分析, 验证了计算模型的准确性和普适性, 并且为高时间分辨光谱定量测量实验中 CsI 光阴极的优化设计提供了理论参考.

关键词: 次级电子, CsI 光阴极, X 射线, 响应灵敏度**PACS:** 52.70.-m, 85.60.Ha, 41.50.+h**DOI:** 10.7498/aps.72.20231043

1 引言

在激光惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 实验研究中, 软 X 射线条纹相机配合光栅、平面镜、多层镜、晶体等分光元件能够获取聚变靶丸芯部中掺杂示踪元素发射的高时间分辨光谱^[1-5], 光谱数据后处理得到内爆热斑的电子温度和电子密度的时间演化行为, 为物质在极端条件下光谱辐射特性研究和辐射流体力学模拟程序的数值校验提供重要数据^[6]. 光谱的定量数据处理需要软 X 射线条纹相机的系统能谱响应, 研究显示取决于其 CsI 光阴极的响应灵敏度. 响应灵敏度是光阴极单位面积上产生的电流和单色入射 X 射线

功率之间的比值 (单位 A/W), 该参数用于评估光阴极的光电转换特性.

国内外对 CsI 光阴极在软 X 射线能量范围 0.1—10 keV 响应灵敏度开展了一系列实验、解析模型、数值模拟等方面的研究. 实验方面, 在国外 Henke 等^[7]利用 X 射线管产生的 X 射线辐照不同金属材料, 产生不同能量的准单色特征荧光, 给出 CsI 光阴极在 0.1—10 keV 能量范围响应灵敏度的实验数据. 在国内, 曾鹏等^[8]与李晋等^[9]利用北京同步辐射光源的单色 X 射线, 给出 CsI 光阴极在 0.1—6 keV 能量范围响应灵敏度的实验数据. 解析模型方面, 在国外 Henke 等^[7]基于一维随机行走模型, 描述 X 射线垂直入射时 CsI 光阴极的次级电子产生、运输和逸出过程, 并且假设产生的次级

* 国家自然科学基金 (批准号: 11735013)、国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0403200) 和中国工程物理研究院院长基金 (批准号: YZJLX2017010) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yjm70018@sina.cn

电子自由程 λ_s 是常数, 在 X 射线能量大于 1 keV 条件下, 光阴极材料中 X 射线自由程远大于次级电子自由程, 给出响应灵敏度随光阴极厚度变化的近似表达式. Fraser^[10,11] 与 Lowney 等^[12] 进一步引入了 X 射线与材料表面角度参量, 在光阴极厚度大于 100 nm 条件下, 利用近似的次级电子输运概率表达式, 给出了响应灵敏度随光阴极厚度和 X 射线阴极表面夹角变化的表达式. 在国内, 黎宇坤等^[13] 考虑更高能量 X 射线入射时, 次级电子自由程 λ_s 不再是常数, 在 Henke 模型中使用次级电子自由程 λ_s 包括 X 射线能量参数的表达式, 给出 CsI 光阴极在 10—100 keV 能量范围响应灵敏度的表达式. 数值模拟方面, Akkerman 等^[14] 与 Gibrekhterman 等^[15] 基于光子与电子之间各种相互作用的截面数据, 采用蒙特卡罗模拟的方法建立了 CsI 在 0.1—100 keV 范围的光电子发射模型, 但该模型的构建和计算相对复杂, 因此目前国内外仍旧普遍使用解析模型对 CsI 光阴极进行设计与研究. 在高时间分辨光谱定量测量实验中, 分光元件使得存在 X 射线入射角度的影响, Henke 模型仅适用于垂直入射, 而 Fraser 模型因为厚阴极近似假设也存在适用的局限性.

本文进一步引入次级电子输运概率的基础表达式, 并且考虑 CsI 光阴极附属结构的材料透过率影响, 推导了 CsI 光阴极在更大参数范围内 (X 射线能量 0.1—10 keV、光阴极厚度 10—200 nm) 响应灵敏度随 X 射线能量 E 、光阴极厚度 t 、X 射线与阴极表面夹角 θ 变化的一般表达式. 计算结果与 Henke 模型、Fraser 模型、文献及北京同步辐射的实验数据分别进行了比较和讨论分析, 验证了计算模型的准确性和普适性. 在高时间分辨光谱的定量测量实验中, 计算了三种典型 CsI 厚度的响应灵敏度随 X 射线能量 E 变化的关系曲线, 计算结果为 CsI 光阴极的优化设计提供了理论参考.

2 CsI 光阴极响应灵敏度的理论推导

软 X 射线条纹相机 (X-ray streak camera, XSC) 是一种具有 15 ps 以下的时间分辨能力和 15 lp/mm 的一维空间分辨能力的高速摄影设备, X 射线经过晶体或者光栅分光后落在条纹相机光阴极的不同位置, 经过动态扫描后可以记录下多个能点 X 射线光谱的时间过程^[16]. CsI 光阴极

在 X 射线入射后产生的次级电子的能量弥散仅 1.7 eV, 作为对 XSC 时间分辨性能影响最小的光阴极材料而得到广泛应用, 其结构包括 400 nm 聚苯乙烯 (C₈H₈) 支撑膜, 20 nm Au 导电基底层, 以及 10—200 nm CsI 薄膜电子发射材料. 下面简要介绍 CsI 薄膜的电子发射模型.

2.1 Henke 和 Fraser 模型

Henke 利用一维随机行走模型, 描述 X 射线 90° 垂直入射时 CsI 光阴极的次级电子产生、输运和逸出过程: 1) 入射 X 射线光子被吸收, 其能量将 CsI 的电子激发至导带, 产生的初级电子再与其他电子相互作用, 不断激发出低能量的次级电子, 绝大多数初级电子都会将能量全部转移至次级电子; 2) 次级电子在 CsI 材料中输运至光阴极表面, 克服表面势垒逸出, 形成光电流. 假设在 CsI 材料中 X 射线的平均自由程 λ_x 远大于次级电子的平均自由程 λ_s (入射 X 射线能量 1—10 keV), 系数 K 为仅与材料相关的常数, 得到透射 CsI 光阴极响应灵敏度随 X 射线能量 E , 薄膜厚度 t 变化的近似表达式^[7]:

$$S_1(E, t) = K \frac{\lambda_s}{\lambda_x} \exp\left(-\frac{t}{\lambda_x}\right) \tanh\left(\frac{t}{2\lambda_s}\right). \quad (1)$$

Fraser 引入菲涅耳反射率 $R(E, \theta)$, 根据 Kane 的次级电子在薄膜中的输运理论^[17], 在薄膜厚度 t 远大于次级电子平均自由程 λ_s 的假设条件下 (薄膜厚度 100—200 nm), 给出材料内部深度为 x 的次级电子, 经过多次散射过程输运到达材料前表面的概率 $q(x) = \frac{c}{u+c} e^{-ux}$, 得到透射 CsI 光阴极响应灵敏度随入射 X 射线能量 E 、X 射线与阴极表面夹角 θ 、薄膜阴极厚度 t 变化的表达式^[11]:

$$S_2(E, t, \theta) = K(1 - R(E, \theta)) \frac{\lambda_s}{(\lambda_x - \lambda_s)} \times \left[\exp\left(-\frac{t}{\lambda_x}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\lambda_s}\right) \right]. \quad (2)$$

2.2 一般表达式的详细推导

根据实验和蒙特卡罗模拟结果, 光阴极在 0.1—10 keV 的 X 射线入射时所产生的次级电子的能谱分布基本相同^[18], CsI 光阴极的响应灵敏度仅与入射 X 射线的能量和次级电子的产额有关. 根据一维随机行走模型, 次级电子产额计算的物理模型如图 1 所示, 一束与阴极平面夹角 θ 的 X 射

线,一部分 X 射线被反射,透射的 X 射线在经过一段距离后与材料发生光电相互作用产生初级电子,产生的初级电子经过多次散射后形成能量较低的次级电子,最后次级电子以一定的概率从材料内部运输到表面,并以一定的逃逸概率克服表面势垒发射出来.因为每个初级电子会迅速将能量交给多个次级电子,在模型中只计算次级电子产额.

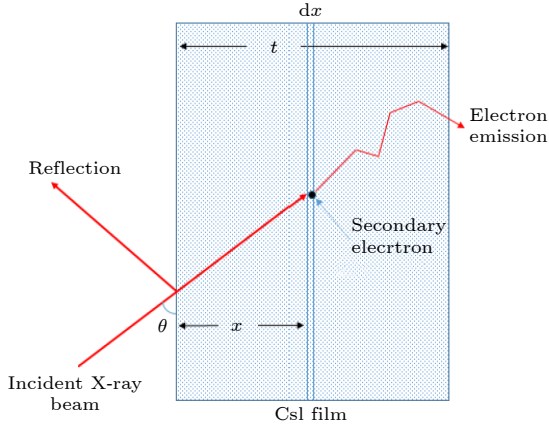


图 1 CsI 薄膜光阴极次级电子产生、运输和逸出过程示意图

Fig. 1. Schematic diagram for generation, transmission and escape of secondary electrons from CsI photocathode.

假定一个 X 射线光子经过一次光电相互作用后,能量均转化为次级电子.在总厚度为 t 的薄膜材料内部深度 x 处的薄层 dx 内单位长度产生次级电子数目的表达式:

$$n_s(E, \theta) = (1 - R(E, \theta)) \frac{\mu(E) E \exp(-\mu(E)x/\sin\theta)}{E_s \sin\theta}, \quad (3)$$

式中, $\mu(E)$ 为材料关于 X 射线能量 E 的线性吸收系数; E_s 为产生一个次级电子所需的平均能量,仅与材料种类有关; X 射线在材料中的平均自由程定义为 $\lambda_x = 1/\mu(E)$, 是一个随能量变化的参数.

根据菲涅耳反射率公式^[19], 未极化的能量为 E 的 X 射线在材料表面的菲涅耳反射率为

$$R(E, \theta) = \frac{R_p + R_s}{2} = \frac{1}{2} \left| \frac{n^2 \sin\theta - (n^2 - \cos^2\theta)^{1/2}}{n^2 \sin\theta + (n^2 - \cos^2\theta)^{1/2}} \right|^2 + \frac{1}{2} \left| \frac{\sin\theta - (n^2 - \cos^2\theta)^{1/2}}{\sin\theta + (n^2 - \cos^2\theta)^{1/2}} \right|^2, \quad (4)$$

式中, R_p 和 R_s 分别为水平和垂直极化 X 射线的反射率; n 为材料的复数折射率, 与 X 射线能量 E 和材料性质有关, 可通过国际标准数据库查询.

根据一维随机行走模型推导, 在材料内部深度为 x 的次级电子, 经过多次散射过程, 到达总厚度 t (10—200 nm) 的薄膜材料前表面, 其运输概率的基础表达式为

$$q(x) = \frac{c}{u+c} \frac{e^{u(2t-x)} - \delta e^{ux}}{e^{2ut} - \delta^2}, \quad (5)$$

式中, $c = a + b$, $u = (ab)^{1/2}$, $\delta = \frac{c-u}{c+u}$, a 和 b 分别为次级电子在材料中与声子和电子发生散射对应的线性散射截面; 次级电子在该材料中的平均自由程定义为 $\lambda_s = 1/u$.

对总厚度为 t 的薄层所有区域进行积分, 得到经过薄膜阴极后表面逸出的次级电子总产额, 透射阴极的响应灵敏度等于整个阴极经后表面逸出的次级电子产额与入射 X 射线能量 E 的比值, 从而有

$$\begin{aligned} S_3(E, t, \theta) &= \frac{1}{E} \left[P_s(0)(1 - R(E, \theta)) \int_0^t n_s(E, \theta) q(t-x) dx \right] \\ &= \frac{K(1 - R(E, \theta))}{\sin\theta} \int_0^t q(t-x) \mu(E) \\ &\quad \times \exp[-\mu(E)x/\sin\theta] dx, \end{aligned} \quad (6)$$

式中, $P_s(0)$ 代表次级电子克服材料表面势垒逃逸的概率; 系数 $K = P_s(0)/E_s$, 为仅与材料相关的常数.

CsI 属于绝缘材料, 其电子声子散射远大于电子电子散射相互作用, 因此 $a \gg b$, 所以 (5) 式中 $u \ll c$, $\frac{c}{u+c} \approx 1$, $\delta \approx 1$. 在入射 X 射线能量 0.1—10 keV 范围, 对 CsI 材料 λ_s 取为常数 25 nm^[7]. 在此基础上对 (6) 式进行积分化简, 进一步考虑 C_8H_8 支撑膜、Au 导电基底的厚度对入射 X 射线透过率影响, 最终得到透射 CsI 光阴极的响应灵敏度随入射 X 射线能量 E (0.1—10 keV)、X 射线阴极表面夹角 θ (0° — 90°)、薄膜阴极厚度 t (10—200 nm) 变化的一般表达式:

$$\begin{aligned} S_3(E, t, \theta) &= K(1 - R(E, \theta)) \frac{1/(\lambda_x \sin\theta)}{e^{\frac{t}{\lambda_s}} - e^{-\frac{t}{\lambda_s}}} \\ &\quad \times \left[\frac{e^{t(\frac{1}{\lambda_s} - \frac{1}{\lambda_x \sin\theta})} - 1}{\frac{1}{\lambda_s} - \frac{1}{\lambda_x \sin\theta}} + \frac{e^{-t(\frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_x \sin\theta})} - 1}{\frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_x \sin\theta}} \right] \\ &\quad \times \exp[-\mu_1(E)t_1 - \mu_2(E)t_2], \end{aligned} \quad (7)$$

式中, $\mu_1(E)$, $\mu_2(E)$ 分别为 C_8H_8 , Au 对 X 射线的线性吸收系数; t_1 , t_2 分别为 C_8H_8 , Au 的厚度.

3 CsI 光阴极响应灵敏度的计算结果与讨论

为方便模型相互之间比较验证, 不考虑 C_8H_8 支撑膜、Au 导电基底层对 X 射线透过率的影响, 在 X 射线垂直入射情况下研究 CsI 光阴极响应灵敏度与入射 X 射线能量参数 E , CsI 光阴极厚度参数 t 的关系. 为便于与文献中计算和实验数据进行直接比较 [7,18], 分别根据 (1) 式、(2) 式、(7) 式计算了能量 193, 525 和 2300 eV 的 X 射线垂直入射时 ($\theta = 90^\circ$) 响应灵敏度随厚度的变化, 计算结果及文献实验数据如图 2 所示.

不同计算模型之间、与文献中实验数据的比较结果显示: 1) 当 CsI 光阴极厚度 t 大于 100 nm 时, 入射 X 射线能量分别为 193, 525, 2300 eV 条件下, 本文模型均与 Fraser 模型趋向一致. 因为 CsI 光阴极厚度 t 大于 100 nm, 满足 Fraser 模型中 CsI 光阴极厚度 t 远大于次级电子平均自由程 λ_s (25 nm) 的假设条件, 次级电子的运输概率表达式 $\frac{c}{u+c} \frac{e^{u(2t-x)} - \delta e^{ux}}{e^{2ut} - \delta^2}$ 也近似等于 $\frac{c}{u+c} e^{-ux}$, 符合 Kane 给出的次级电子逃逸概率表达式的使用范围. 2) 随着入射 X 射线能量的增加 (193, 525, 2300 eV), 本文模型与 Henke 模型的近似程度也增加, 尤其是图 2(c) 中两者几乎重合. 因为 X 射线能量增加, 在 CsI 光阴极薄膜中的穿透能力随之增加, X 射线自由程 λ_x 逐渐增大, 直到远大于次级电子自由程 λ_s , 满足 Henke 模型中 $\lambda_x \gg \lambda_s$ 的假设条件. 3) 本文模型在不同 CsI 光阴极厚度 t 、不同入射 X 射线能量 E 情况下, 都与文献中的实验数据符合程度更好. 尤其是在图 2(a) 中, CsI 光阴极厚度 t 在 10—100 nm 区间, Fraser 模型不能满足厚阴极近似与本文模型差别较大. 而 Henke 模型由于 X 射线自由程 λ_x 较小, 不能满足 X 射线自由程 λ_x 远大于次级电子自由程 λ_s 的假设条件, 也与本文模型差别较大, 而且差别的大小与 CsI 光阴极厚度 t 有一定关系, CsI 光阴极厚度 t 越大, Henke 模型计算值偏低且差别越大. 这是因为 X 射线自由程 λ_x 特别小时, (2) 式中的 $\exp(-t/\lambda_x)$ 这一项对响应灵敏度的大小起主导作用.

为进一步验证本文模型, 研究 CsI 光阴极响应灵敏度与 X 射线阴极表面夹角参数 θ 的关系. 由于 Henke 模型的 (1) 式没有角度参数, 只与 Fraser

模型的 (2) 式进行比较. 同样为便于与文献 [12] 中计算数据进行直接比较, 分别根据 (2) 式和 (7) 式计算 3 个入射 X 射线能量 100, 500, 1000 eV 时 100 nm 厚度 CsI 光阴极的响应灵敏度与角度的关系, 计算结果如图 3 所示. 结果显示: 1) 在入射 X 射线与阴极表面夹角 0° — 30° 的掠入射情况下, 入射 X 射线能量为 500, 1000 eV 时, CsI 光阴极的响应灵敏度先升高后降低, 存在一个最优的掠入射角度达到峰值. 而入射 X 射线能量为 100 eV 时, CsI 光阴极的响应灵敏度单调升高. 因为入射 X 射

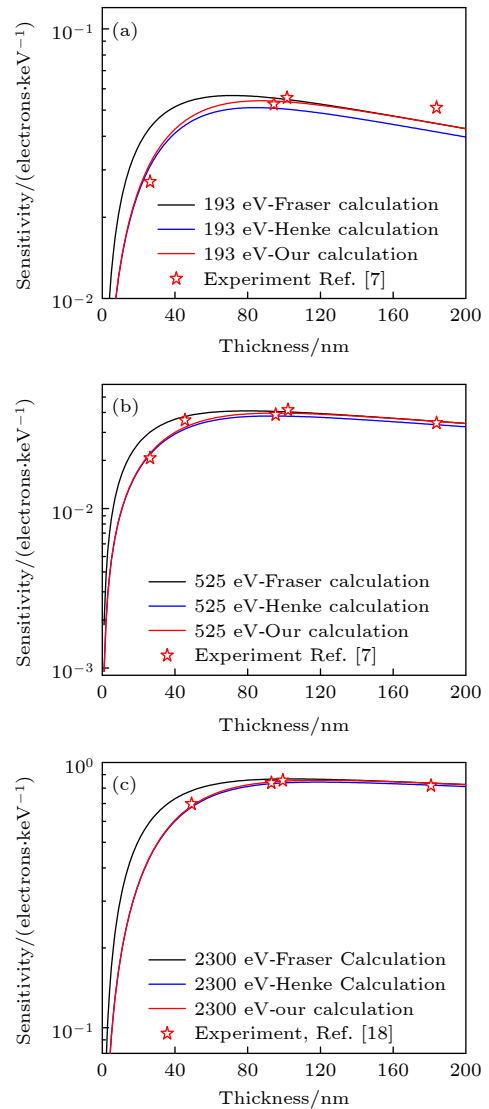


图 2 不同能量 X 射线正入射时, 不同模型计算的 CsI 响应灵敏度随厚度的变化 (a) X 射线能量为 193 eV; (b) X 射线能量为 525 eV; (c) X 射线能量为 2300 eV

Fig. 2. Under normal incidence of X-rays with different energy, computed CsI response sensitivity as a function of thickness based on different models: (a) X-ray energy of 193 eV; (b) X-ray energy of 525 eV; (c) X-ray energy of 2300 eV.

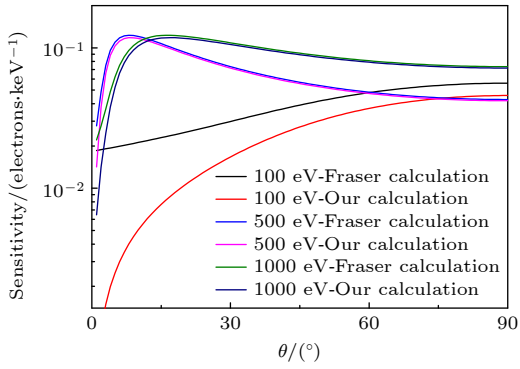


图 3 100, 500, 1000 eV 的 X 射线入射时, 不同模型计算的 100 nm 厚度 CsI 响应灵敏度随阴极表面夹角的变化

Fig. 3. Comparison of computed 100 nm CsI response sensitivity as a function of angle based on different models at X-ray incidence of 100, 500 and 1000 eV.

线能量为 100 eV 时, X 射线自由程太短, 几乎所有的 X 射线能量都被沉积在阴极前表面附近, 决定响应灵敏度的主要因素是非涅耳反射率, 反射率随夹角增大而降低, 响应灵敏度就越大. 而入射 X 射线能量为 500, 1000 eV 时, X 射线自由程与光阴极厚度差距不太大, 随着夹角增大 X 射线经历的路径变短, 能量被沉积的概率降低使得响应灵敏度变小, 但是同时存在使得响应灵敏度变大的非涅耳反射机制, 在两种机制竞争下, 存在一个响应灵敏度达到峰值的最优掠入射角度. 掠入射型光阴极的条纹相机正是依据该原理研制的, 本文计算结果可以提供理论参考. 2) 在入射 X 射线与阴极表面夹角 30° — 75° 的斜入射情况下, 入射 X 射线能量为 500, 1000 eV 时, CsI 光阴极的响应灵敏度单调降低. 而入射 X 射线能量为 100 eV 时, CsI 光阴极的响应灵敏度单调升高. 因为, 夹角大于 30° 时非涅耳反射的贡献逐渐减少, 入射 X 射线能量为 500, 1000 eV 时, 夹角增大导致 X 射线路径变短, 能量沉积概率降低的机制占据主导地位, 其光阴极响应灵敏度单调地降低. 而入射 X 射线能量为 100 eV 时, 虽然非涅耳反射已经几乎不起作用, 但是 X 射线能量都被沉积在阴极前表面附近, 决定其光阴极响应灵敏度的主要机制是次级电子向后表面的运输. 随着夹角增大, X 射线能够穿透到距离后表面越近的位置, 运输概率得到提高, 光阴极响应灵敏度单调增加. 3) 在入射 X 射线与阴极表面夹角 75° — 90° 的接近正入射情况下, 入射 X 射线能量为 100, 500, 1000 eV 时, 光阴极响应灵敏度都基本保持不变. 因为, 夹角大于 75° 时菲

涅耳反射接近消失, X 射线经历的路径长度和 X 射线穿透深度也对角度变化敏感性显著降低. 4) 在入射 X 射线能量为 500, 1000 eV 时, 本文模型计算的光阴极响应灵敏度与角度的关系及绝对值都与 Fraser 模型基本吻合, 但是在入射 X 射线能量为 100 eV 时计算数值出现比较大的差异. 这可能是因为特别低的 X 射线能量入射情况下, 次级电子产额比较低, 只有极少数的次级电子能够运输到阴极后表面, Kane 的次级电子运输概率近似表达式可能不再适用.

通过与不同计算模型、文献中实验数据的比较, 已经对本文模型进行了可靠性验证. 进一步通过 CsI 光阴极响应灵敏度标定实验直接验证本文模型的可靠性, 使用文献中成熟的标定实验方法 [8,9], 分别在北京同步辐射装置 4B7A (100—1500 eV), 4B7B (2100—5500 eV) 两条光束线上开展了 100, 200 nm 两种 CsI 阴极厚度的响应灵敏度标定实验, 实验数据及根据 (7) 式的计算结果如图 4 所示.

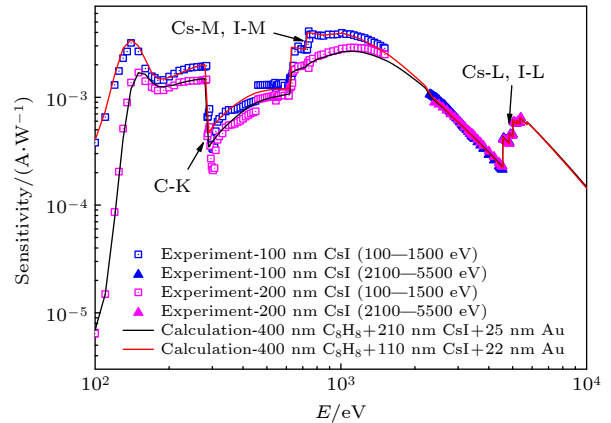


图 4 CsI 光阴极在北京同步辐射的实验标定结果与本文模型计算结果比较

Fig. 4. Comparison of experimental calibration results of CsI photocathode in Beijing synchrotron radiation with the calculation results of this model.

结果显示: 1) 对于标称厚度 100 nm 的 CsI 阴极, CsI 厚度 $t = 110$ nm, C_8H_8 支撑膜厚度 $t_1 = 400$ nm, Au 导电基底层 $t_2 = 22$ nm 时的计算结果与实验结果符合最好. 对于标称厚度 200 nm 的 CsI, CsI 厚度 $t = 210$ nm, C_8H_8 支撑膜厚度 $t_1 = 400$ nm, Au 导电基底层 $t_2 = 25$ nm 时的计算结果与实验结果符合最好. 其中 CsI 厚度主要由 X 射线能量 100—200 eV 区间的标定数据拟合而来. 这个能量区间的 X 射线穿透能力低, 产生的次

级电子基本集中于前表面, 制约响应灵敏度的主要因素是次级电子的输运机制, CsI 厚度越大输运距离越长, 灵敏度越低. 响应灵敏度在入射 X 射线能量 100—200 eV 区间对 CsI 厚度最为敏感, 响应灵敏度峰值还随 CsI 厚度增加向右移动, 正是利用这个特性对这一区间的响应灵敏度实验数据拟合出 CsI 的实验厚度. C_8H_8 支撑膜厚度和 Au 导电基底层这两个参数则是根据 200—1000 eV 区间的标定数据拟合而来, 通过本实验还可以计算出 (7) 式中与材料相关的常数 K . 2) 在入射 X 射线能量处于 0.1—10 keV 区间, CsI 光阴极的响应灵敏度变化范围大约两个数量级, 随能量变化曲线形状较为复杂, 具有 C 元素的 K 吸收边, Cs 元素的 M, L 吸收边, I 元素的 M, L 吸收边等特征. 在入射 X 射线能量在 150 eV 以下, X 射线穿透能力低, 产生的次级电子数目少而且很难输运到后表面, 产额较低. 在入射 X 射线能量在 3 keV 以上, X 射线穿透能力太强, 发生相互作用的概率降低从而产额较低. 3) 本文理论模型计算出来的曲线与实验数据, 除了在 C 元素的 K 吸收边 (284 eV) 附近由于光路中存在 C 污染、强烈吸收造成标定实验信噪比降低, 标定精度的下降带来了一些比较大的差别外, 在 100—5500 eV 其余整个能量区间呈现高度符合, 尤其是在 100—1000 eV 的能量区间, 由于本模型的适用范围更广, 相比文献 [20] 中理论计算与实验数据的符合程度显著提升. 标定的实验数据也为本文模型的可靠性提供了非常好的验证.

综合上述不同模型比较、文献中实验数据比较、标定实验数据比较结果, 可以确定透射 CsI 光阴极响应灵敏度关于入射 X 射线能量 E 、X 射线与阴极表面夹角 θ 、薄膜阴极厚度 t 的表达式 (7) 式具有更大的使用范围, 更具有普适性, 相比 Henke 和 Fraser 模型, 在 CsI 厚度小于 100 nm、入射 X 射线能量低于 1 keV 的条件下, 公式计算的响应灵敏度更具有理论指导意义.

推广的 (7) 式在高时间分辨光谱的定量测量实验中为 CsI 光阴极的优化设计提供了理论参考. 实验中的 X 射线与阴极表面夹角 85° — 90° 正入射, 根据图 3 的计算结果, 此时光阴极响应灵敏度与角度近似无关. CsI 光阴极的 C_8H_8 支撑膜厚度 $t_1 = 400$ nm, Au 导电基底层 $t_2 = 20$ nm. 对 CsI 厚度 t 分别取 50, 100, 150 nm, 计算 CsI 光阴极的响应灵敏度随 X 射线能量的 E 变化, 理论计算结果如图 5 所示. 结果显示 CsI 光阴极的响应灵敏度对

CsI 的厚度变化较为敏感, 并不是简单的正比或者反比关系. 在入射 X 射线能量 100—200 eV 区间, 响应灵敏度主要由 CsI 厚度所决定. 而对入射 X 射线能量 400—1000 eV 区间, X 射线穿透能力适中, 制约响应灵敏度的主要因素包括次级电子产生的位置以及次级电子的输运, 比较 50 nm CsI 和 150 nm CsI 的响应曲线发现是存在这两种因素的相互竞争过程. 在入射 X 射线能量 2—10 keV 区间, 在薄膜厚度远大于次级电子自由程 (25 nm) 的情况下, 响应灵敏度主要取决于后表面约 4 个次级电子自由程 100 nm 左右厚度内的次级电子产额, 从而使得 100 nm 与 150 nm 的响应灵敏度基本一致, 均大于 50 nm CsI 的响应灵敏度. 物理实验中对 X 射线能谱定量测量区间不同时, 要求对 CsI 厚度进行优化设计. 根据图 5 结果, 测量 X 射线能量 100—200 eV 区间可以选择 50 nm CsI, 测量 X 射线能量 300—600 eV 区间可以选择 100 nm CsI, 分别达到最大的 CsI 光阴极响应灵敏度. 此外, 对实验测量到的光谱信号进行解谱还原等数据处理工作中, 可能对整个测量系统的响应灵敏度曲线有设计要求. 通过调节本文理论计算模型中 CsI 光阴极厚度、Au 导电基底层厚度等参数, 与其他联合诊断元件例如光栅、晶体、滤片等响应灵敏度卷积后进行系统响应灵敏度曲线的优化设计.

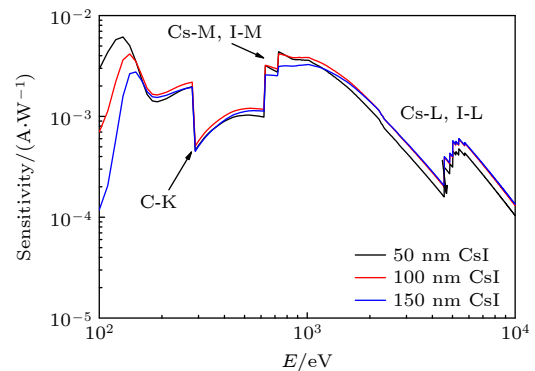


图 5 三种不同厚度 CsI 光阴极的响应灵敏度随 X 射线能量的变化

Fig. 5. Response sensitivity of CsI photocathodes with three different thicknesses as a function of X-ray energy.

考虑次级电子与材料中声子、电子发生作用的线性散射截面的具体数值后, 本文模型还可推广应用到 Au, Al, CuI, LiF 等各种金属导体、绝缘体制作的薄膜阴极. 在常温固体密度下、薄膜阴极厚度 10—200 nm、X 射线能量 0.1—10 keV 范围内可以计算出响应灵敏度曲线 [7].

4 结 论

本文基于薄膜光阴极产生次级电子的一维随机行走模型,使用次级电子输运概率的基础表达式,引入 X 射线与阴极表面夹角参数并计算菲涅耳反射,进一步综合考虑 C_8H_8 支撑膜、Au 导电基底层的厚度对入射 X 射线透过率的影响,推导了入射 X 射线能量 0.1—10 keV 范围内 CsI 光阴极响应灵敏度随薄膜光阴极厚度 t 、X 射线能量 E 、X 射线与阴极表面夹角 θ 变化的一般表达式 (7) 式. 该理论计算模型克服了文献中其他类似模型的局限性,模型比较显示特别是在 CsI 厚度小于 100 nm、入射 X 射线能量低于 1 keV 时,本文计算的 CsI 光阴极响应灵敏度与文献报道以及北京同步辐射标定的实验数据符合程度更高,计算结果为高时间分辨光谱的定量测量实验中 CsI 光阴极的优化设计提供了理论参考. 此外,本文的响应灵敏度表达式 (7) 式仅适用于收集后表面次级电子的透射式光阴极,将 (6) 式积分项中 $q(t-x)$ 替换为 $q(x)$ 即可以适用于收集前表面次级电子的反射式光阴极. 目前广泛使用的铅硅酸盐玻璃微通道板 (MCP) 是一种典型的反射式电子倍增设计,因此理论计算方法还可以应用于 MCP 的电子倍增特性设计和倍增效率评估.

感谢中国工程物理研究院激光聚变研究中心的同事在计算推导、标定实验方面提供的帮助.

参考文献

- [1] Regan S P, Delettretz J A, Epstein R, Jaanimagi P A, Yaakobi B 2002 *Phys. Plasmas* **9** 041357
- [2] Baumgaertel J A, Bradley P A, Hsu S C, Cobble J A, Hakel P 2014 *Phys. Plasmas* **21** 052706
- [3] Chen H, Ma T, Nora R, Barrios M A, Scott H A 2017 *Phys. Plasmas* **24** 072715
- [4] Hu X, Jiang S E, Cui Y L, Huang Y X, Ding Y K, Liu Z L, Yi R Q, Li C G, Zhang J H, Zhang H Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1447 (in Chinese) [胡昕, 江少恩, 崔延莉, 黄翼翔, 丁永坤, 刘忠礼, 易荣清, 李朝光, 张景和, 张华全 2007 物理学报 **56** 1447]
- [5] Dittrich T R, Hammel B A, Keane C J, McEachern R, Turner R E, Haan S W, Suter L J 1994 *Phys. Rev.* **73** 172324
- [6] Qiao X M, Zheng W D, Gao Y M 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 045201 (in Chinese) [乔秀梅, 郑无敌, 高耀明 2015 物理学报 **64** 045201]
- [7] Henke B L, Knauer J P, Premaratne K 1981 *J. Appl. Phys.* **52** 031509
- [8] Zeng P, Yuan Z, Deng B, Yuan Y T, Li Z C, Liu S Y, Zhao Y D, Hong C H, Zheng L, Cui M Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 155209 (in Chinese) [曾鹏, 袁铮, 邓博, 袁永腾, 李志超, 刘慎业, 赵屹东, 洪才浩, 郑雷, 崔明启 2012 物理学报 **61** 155209]
- [9] Li J, Hu X, Fan L, Chen T, Yang Z W, Deng B, Li Y K, Cao Z R, Liu S Y 2015 *High Power Laser and Particle Beams* **27** 082003 (in Chinese) [李晋, 胡昕, 樊龙, 陈韬, 杨志文, 邓博, 黎宇坤, 曹柱荣, 刘慎业 2015 强激光与粒子束 **27** 082003]
- [10] Fraser G W 1983 *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **206** 251
- [11] Fraser G W 1985 *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **228** 532
- [12] Lowney D P, Heimann P A, Padmore H A 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 103131
- [13] Li Y K, Chen T, Li J, Yang Z W, Hu X, Deng K L, Cao Z R 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 085203 (in Chinese) [黎宇坤, 陈韬, 李晋, 杨志文, 胡昕, 邓克立, 曹柱荣 2018 物理学报 **67** 085203]
- [14] Akkerman A, Gibrekhterman A, Breskin A, Chechik R 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 5429
- [15] Gibrekhterman A, Akkerman A, Breskin A, Chechik R 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 7506
- [16] Kimbrough J R, Bell P M, Christianson G B 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 748
- [17] Kane E O 1966 *Phys. Rev.* **147** 335
- [18] Boutboul T, Akkerman A, Gibrekhterman A, Breskin A, Chechik R 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 155841
- [19] Zhao K H, Zhong X H 1982 *Optics* (Beijing: Peking University Press) p247 (in Chinese) [赵凯华, 钟锡华 1982 光学 (北京: 北京大学出版社) 第 247 页]
- [20] Li Y K, Chen T, Deng B, Yuan Z, Cao Z R 2014 *High Power Laser and Particle Beams* **26** 022002 (in Chinese) [黎宇坤, 陈韬, 邓博, 袁铮, 曹柱荣 2014 强激光与粒子束 **26** 022002]

Theoretical calculation of response sensitivity of CsI photocathode of soft X-ray streak camera^{*}

He Xiao-An¹⁾ Yang Jia-Min^{1)†} Li Yu-Kun¹⁾ Li Jin¹⁾ Xiong Gang¹⁾²⁾

1) (*Laser Fusion Research Center, China Academy of Sciences, Mianyang 621900, China*)

2) (*Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion-Beam Application (MOE), Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China*)

(Received 26 June 2023; revised manuscript received 14 September 2023)

Abstract

The response sensitivity of CsI photocathode is an important parameter for the quantitative diagnosis of X-ray spectroscopy by soft X-ray streak camera, and its theoretical calculation has important guiding significance. The current theoretical analytical models are based on the one-dimensional random walking model of secondary electrons generated by thin film photocathodes, including the Henke model under the condition of normal incidence of X-rays and energy greater than 1 keV, and the Fraser model under variable angle incidence and photocathode thickness greater than 100 nm, which have certain limitations. In this paper, the basic expression of the probability of secondary electron transmission is introduced, and the general expression of the response sensitivity of CsI photocathode is deduced, which varies with X-ray energy E , photocathode thickness t , and angle θ between X-ray and cathode surface in a larger parameter range (X-ray energy 0.1–10 keV, photocathode thickness 10–200 nm). Finally, the theoretical calculation results of this paper are discussed by comparing it with those from the Henke model, Fraser model, literature data and experimental data on Beijing synchrotron radiation facility, which verifies the accuracy and universality of the computational model, and a theoretical reference is provided for optimally designing the CsI photocathode in high-time-resolution spectrometric quantitative measurement.

Keywords: secondary electron, CsI photocathode, X-ray, response sensitivity

PACS: 52.70.-m, 85.60.Ha, 41.50.+h

DOI: 10.7498/aps.72.20231043

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11734013), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0403200), and the Presidential Fund of China Academy of Engineering Physics, China (Grant No. YZJLX2017010).

[†] Corresponding author. E-mail: yjm70018@sina.cn



软X射线条纹相机CsI光阴极响应灵敏度的理论计算

何小安 杨家敏 黎宇坤 李晋 熊刚

Theoretical calculation of response sensitivity of CsI photocathode of soft X-ray streak camera

He Xiao-An Yang Jia-Min Li Yu-Kun Li Jin Xiong Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 245203 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20231043

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231043>

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

CsI光阴极在10100 keV X射线能区的响应灵敏度计算

Calculation of CsI photocathode spectral response in 10–100 keV X-ray energy region

物理学报. 2018, 67(8): 085203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180029>

双阴极X射线条纹相机变像管

X-ray streak camera tube with two photocathodes

物理学报. 2022, 71(23): 233201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221194>

对钙钛矿CsPbX₃的X光波段外光电效应的研究

External photoelectric effect of CsPbX₃ perovskite in X-ray region

物理学报. 2021, 70(19): 197901 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210651>

一种高偏转灵敏度同步扫描条纹管

A synchroscan streak tube with high deflection sensitivity

物理学报. 2021, 70(21): 218502 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210814>

一种用于Z箍缩实验的软X射线成像系统

Soft x-ray imaging system used for Z-pinch experiments

物理学报. 2021, 70(4): 045203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200957>

软X射线激光背光阴影成像技术的空间分辨研究

Spatial resolution study of soft X-ray laser backlight shadow imaging technique

物理学报. 2018, 67(1): 015203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171124>