

CsI光阴极在10---100 keV X射线能区的响应灵敏度计算

黎宇坤 陈韬 李晋 杨志文 胡昕 邓克立 曹柱荣

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

Li Yu-Kun Chen Tao Li Jin Yang Zhi-Wen Hu Xin Deng Ke-Li Cao Zhu-Rong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 085203 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180029

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180029>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[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 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.015203>

[低磁场下驻波对螺旋波等离子体均匀性的影响](#)

Effect of standing wave on the uniformity of a low magnetic field helicon plasma

物理学报.2017, 66(4): 045201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.045201>

[分幅变像管动态空间分辨率的标定](#)

Calibration of the dynamic spatial resolution of framing image-converter

物理学报.2016, 65(9): 095202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.095202>

[高气压均匀直流辉光放电等离子体的光学特性](#)

Optical properties of direct current glow discharge plasmas at high pressures

物理学报.2015, 64(4): 045206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.045206>

[利用软X射线双频光栅剪切干涉技术诊断金等离子体](#)

Diagnoses of Au plasma with soft X-ray double frequency grating interference technique

物理学报.2014, 63(12): 125210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.125210>

CsI光阴极在10—100 keV X射线能区的 响应灵敏度计算*

黎宇坤[†] 陈韬 李晋 杨志文 胡昕 邓克立 曹柱荣

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2018年1月4日收到; 2018年1月30日收到修改稿)

为了满足10—100 keV高能X射线光电探测器研究的需要, 对CsI光阴极在该能量范围的响应灵敏度进行了研究. 基于高能X射线光子与材料相互作用的物理过程, 分析了康普顿散射等效应对CsI响应灵敏度的影响. 推导了CsI的响应灵敏度与二次电子平均逃逸深度和光阴极厚度的关系式和二次电子平均逃逸深度与入射光子能量的关系式, 计算了CsI在10—100 keV范围内的响应灵敏度, 计算结果与实验测试数据相符, 验证了分析与推导的可靠性. 根据计算可以获得不同入射X射线能量下CsI光阴极的最佳厚度, 从而为高能X射线光电探测器的设计优化提供了理论参考.

关键词: CsI光阴极, X射线, 响应灵敏度, 二次电子

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

DOI: 10.7498/aps.67.20180029

1 引言

高能X射线的探测在科研与工业领域有着许多重要用途. 例如: 高能物理与核物理领域中利用高能X射线探测器进行高温等离子体的研究^[1]; 天体物理领域利用高能X射线照相技术对中子星进行研究^[2]; 在工业领域高能X射线探测器被广泛用于产品的无损检测^[3]. CsI是目前最常见的X射线光电转换材料之一, 广泛应用于各类X射线探测器中^[4], 因此研究CsI在10—100 keV的响应灵敏度对基于CsI光阴极的X射线探测器的设计和应用具有重要意义. 响应灵敏度是光电流与单色入射光强的比值(单位A/W), 是表征光阴极或探测器的光电转换特性最重要的指标, 直接影响探测器的空间分辨与时间分辨等参数. Henke等^[5]和Fraser^[6]建立了二次电子发射模型以描述CsI光电子发射机理, 并计算了CsI的量子效率, 在0.1—10 keV范

围内与实验数据符合. 但该模型将二次电子逃逸深度视为只与材料本身性质有关系的常数, 未考虑到二次电子平均逃逸深度与入射X射线光子能量的关系, 在10—100 keV范围内与实际的CsI响应灵敏度有很大偏差. 此外高能X射线入射时会产生康普顿散射及荧光辐射等效应, 也可能对CsI响应灵敏度造成影响, 因此需要对这些效应产生的电子数目进行评估. Akkerman等^[7,8]基于光子与电子之间各种相互作用的截面积数据, 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, 其计算数据与实验数据符合. 但该模型的构建和计算相对复杂, 因此目前国内外仍旧更多使用Henke的模型对CsI光阴极进行设计与研究^[9-11]. 为了获得一个简洁方便的CsI对高能X射线的谱响应灵敏度计算公式, 本文分析了高能X射线与CsI相互作用的物理过程, 探讨了二次电子逃逸深度与入射光子能量的关系, 从而推导出10—100 keV能区CsI的响应灵敏度计算

* 国家自然科学基金(批准号: 11675157)和中国工程物理研究院科学技术发展基金(批准号: 2015B0102015, 2015B0102016)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: lychate@126.com

公式, 其计算结果与实验数据符合得很好. 根据计算结果对 CsI 的高能 X 射线光电响应特性进行了讨论, 为高能 X 射线探测器的设计和应用提供了理论参考.

2 物理过程分析

CsI 对 X 射线的光电转换可视为三个独立过程^[12]: 1) 入射光子被吸收, 其能量将 CsI 的电子激发至导带, 当入射光子能量很高时, 还伴有康普顿散射、荧光辐射以及俄歇激发等效应产生的高能电子, 这一过程中产生的所有电子统称为初级电子 (primary electron); 2) 初级电子在阴极材料内部输运过程中, 与其他电子间相互作用, 不断激发出低能量的二次电子, 绝大多数初级电子都会将能量全部转移至二次电子; 3) 二次电子输运至光阴极表面并克服表面势垒逸出, 形成光电流.

由于高能 X 射线与 CsI 相互作用时除了光电效应, 还有康普顿散射、荧光辐射和俄歇激发等多个物理反应可产生初级电子. 因此在计算响应灵敏度时需要分析这些效应对电子总产额的影响. 可以用不同物理过程对应的有效截面积之比来表示 X 射线入射时相应物理过程发生的概率, 从而反映不同物理过程产生的电子数额之比. 首先讨论康普顿效应与光电反应的比例, 根据量子电动力学的推导^[13], 一个原子的康普顿散射有效截面积 σ_C 可表示为

$$\sigma_C = \frac{8}{3}(1 - 2\gamma)\pi r_0^2 Z, \quad (1)$$

而光电效应的有效截面积 σ_P 可表示为

$$\sigma_P = \frac{40}{3}\sqrt{2}\pi r_0^2 \alpha^4 Z^5 \left(\frac{m_0 C^2}{E_0}\right)^{7/2}, \quad (2)$$

其中 $\gamma = E_0/m_0 C^2$, m_0 为电子静止质量, r_0 为电子半径, Z 为材料加权平均原子序数, C 为光速, $\alpha = 2\pi e^2/hC$, h 为普朗克常数. σ_C/σ_P 即为 X 射线入射时康普顿散射与光电效应产生的概率之比.

CsI 在 10—100 keV 的 σ_C/σ_P 值如图 1 所示, $\sigma_C/\sigma_P \leq 0.2\%$, 可见光电效应产生的概率远大于康普顿散射. 因此在计算响应灵敏度时可以忽略康普顿散射的影响. 而 Akkerman 等^[8]对荧光辐射和俄歇激发两个过程反应截面积的计算显示, 在 10—100 keV 范围时, X 射线荧光辐射和俄歇电子产生的电子数目相近, 均不超过光电效应的 2%. 因

此, 本文对响应灵敏度的计算中, 也将荧光辐射和俄歇激发忽略掉, 只考虑光电效应的影响.

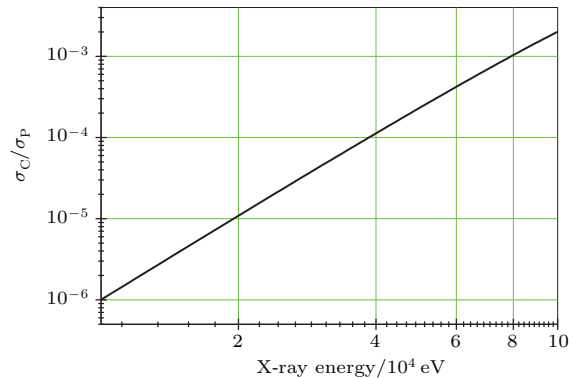


图 1 CsI 在 10—100 keV 范围康普顿散射有效截面积和光电效应有效截面积之比

Fig. 1. Proportion of Compton scattering cross section and photoionization cross section of CsI from 10 to 100 keV.

3 CsI 响应灵敏度计算

考虑到在实际应用中 X 射线一般为正入射到探测器的光阴极前表面, 光电子从光阴极后表面逸出, 因此设定 X 射线为正入射, 光阴极为表面光滑的平面薄膜结构. 在正入射情况下, X 射线在材料光滑表面的反射率几乎为零, 因此在计算中不考虑 X 射线在材料表面因反射而发生的损耗.

当一个能量为 E_0 的光子与价带中的电子发生碰撞后, 该电子被激发至导带, 形成能量为 E_p 的初级电子, 考虑到价电子激发所需的能量 (CsI 禁带宽度为 6.4 eV) 远小于入射 X 射线光子能量 E_0 , 可以近似地认为初级电子的能量 $E_p \approx E_0$. 该初级电子在输运过程中不断与材料中的其他电子发生相互作用, 其他电子获得足够的能量激发成为二次电子, 直到初级电子的能量降低至无法激发出二次电子. 设激发一个二次电子所需要的平均能量为 E_s . 假设初级电子的能量在输运过程中全部转化为二次电子的能量, 则在光阴极内部单位深度中一个入射光子产生的二次电子总数 n_s 可以表示为

$$n_s = \frac{E_0 \rho \mu \exp(-\rho \mu x)}{E_s}, \quad (3)$$

其中 μ 为光阴极材料的质量吸收截面积, $\rho \mu$ 为材料的吸收系数, x 为材料内部深度, 材料对光子的吸收深度为 $\lambda_a = 1/(\rho \mu)$, λ_a 与材料本身特性和入射光子能量有关^[14]. 产生的电子在输运过程中不断地发生碰撞, 激发次级电子. 其中只有一部分电

子最终能达到材料表面并克服表面势垒, 逃逸出光阴极表面形为光电流. 根据 Kane^[15] 的电子输运理论, 在材料内部深度为 x 处的电子, 通过不断散射, 最终从材料表面逃逸出的概率可以表示为

$$Q(x) = \frac{c \exp(-ux)}{c + u}, \quad (4)$$

(4) 式中 $c = a + b$, $u = (c^2 - ab)^{1/2}$; a 和 b 分别是电子-电子散射和电子-声子散射对应的二次电子线性散射截面积, 二次电子的平均逃逸深度为 $\lambda_s = 1/u$. CsI 作为绝缘体, 二次电子的损耗以电子-声子散射为主, 因此 $a \ll b$. 对厚度为 t 的光阴极而言, 在 dx 厚度内一个光子产生的二次电子从材料背表面逸出的数目 n_e 就可以表示为

$$n_e = n_s Q(x) \exp(-ux) dx, \quad (5)$$

将 (3) 和 (4) 式代入 (5) 式中, 在 $0-t$ 的范围内积分, 就得到一个能量为 E_0 的光子垂直入射到厚度为 t 的光阴极后, 光阴极后表面逸出的二次电子总数, 即光阴极的量子效率 Y 为

$$Y = \frac{E_0 \exp(-t/\lambda_s)}{E_s(1 + \lambda_a/\lambda_s)} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{1}{\lambda_a} + \frac{1}{\lambda_s} \right) t \right] \right\}, \quad (6)$$

响应灵敏度 R 与量子效率 Y 之间满足如下关系:

$$R = Y/E_0. \quad (7)$$

由 (6) 和 (7) 式可以得到 CsI 光阴极的响应灵敏度 R 为

$$R = \frac{\exp(-t/\lambda_s)}{E_s(1 + \lambda_a/\lambda_s)} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{1}{\lambda_a} + \frac{1}{\lambda_s} \right) t \right] \right\}. \quad (8)$$

(8) 式显示 CsI 的响应灵敏度 R 与 λ_s 有着直接的关系, 因此要得到 R , 还需要讨论 10—100 keV 范围 λ_s 的变化情况.

4 CsI 的二次电子平均逃逸深度

Henke 等以及 Fraser 在计算中将二次电子平均逃逸深度 λ_s 默认为与入射 X 射线能量 E_0 无关的常数, 并使用低能 X 射线实验中测得的 λ_s 数据计算, 因此误差很大. 根据 Tanuma 等^[16] 的研究, λ_s 会随着 E_0 的增大而不断增大, 因此, 在高能 X 射线范围, 需要将 λ_s 的变化考虑到计算中. Seiler 等^[17] 给出了初级电子产生的最大二次电子产额 δ_m 与 λ_s

的关系:

$$\delta_m = - (1 + 1.26\gamma) \frac{B}{\varepsilon} \times \int_0^{2.3\lambda_s} \frac{dE_p}{dx} \exp(-\lambda_s x) dx, \quad (9)$$

B 是二次电子到达并逃逸出阴极表面的概率, ε 是产生一个二次电子所需的平均能量, dE_p/dx 为初级电子在传输过程中单位距离上的能量损失. 在 10—100 keV 范围内 dE_p/dx 满足以下关系^[18,19]:

$$\frac{dE_p}{dx} = - \frac{\rho Z^{8/9}}{3.02 \times 10^{-11} M_Z}, \quad (10)$$

ρ 是材料密度; M_Z 为材料的平均原子质量; B , ε 和初级电子能量 E_p 符合如下关系^[20]:

$$B = 2.5\delta_m \varepsilon / E_p. \quad (11)$$

由 (9), (10), (11) 式可推出:

$$\lambda_s = \frac{5.04 \times 10^{-11} e^{2.3} M_Z E_0^{5/3}}{2.5(1 + 1.26\gamma)(e^{2.3} - 1)\rho Z^{8/9}}. \quad (12)$$

由 (12) 式即可算出 CsI 的 λ_s 与入射 X 射线能量 E_0 的关系, 如图 2 所示, 10 keV 时 λ_s 只有约 0.6 μm , 50 keV 时增加到了 9 μm , 100 keV 时达到了 30 μm . 这表明高能光子产生的二次电子, 其平均逃逸深度越大, 这也与 Tanuma 在较低能量 X 射线范围内获得的 λ_s 变化趋势一致.

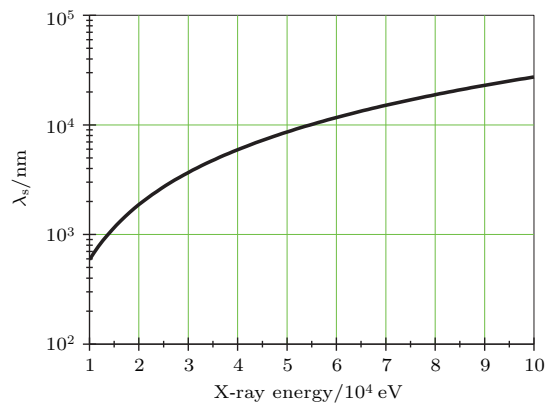


图 2 10—100 keV 范围内 CsI 二次电子平均逃逸深度 λ_s
Fig. 2. The secondary electron mean escape depths of CsI from 10 to 100 keV.

5 计算结果与讨论

将 (12) 式获得的 λ_s 代入 (8) 式中即可获得不同厚度 CsI 在 10—100 keV 的响应灵敏度曲线, 图 3 给出了部分厚度的计算结果. 图中曲线均在 33.17 keV 和 35.98 keV 处有两个特征峰, 分别对

应I-K和Cs-K吸收边。这两个吸收边加强了材料对光子的吸收,提高了光电子的产额,使得灵敏度获得了提升。CsI厚度在1000 nm以下时,响应灵敏度处于随X射线能量增加而呈下降趋势,而5000 nm和10000 nm的CsI响应灵敏度则呈上升趋势。在10 keV附近,500 nm的CsI响应灵敏度最高;随着X射线能量增大,更厚的CsI响应灵敏度不断增加,在35 keV附近5000 nm的CsI响应灵敏度最高;而在45 keV以上,10000 nm CsI的响应灵敏度最高。这是因为光子能量较低时X射线对材料的穿透力弱,产生二次电子的位置较浅,平均逃逸深度小,而CsI的厚度越大,电子就越难以从后表面逸出,因此越厚的CsI响应灵敏度越低;随着光子能量增大,X射线的穿透力增强,可以直接穿透较薄的CsI,导致其灵敏度降低,而厚CsI能更多的吸收光子,同时增大的二次电子平均逃逸深度也有利于电子逸出,因此高能量X射线入射时,越厚的CsI响应灵敏度越高。

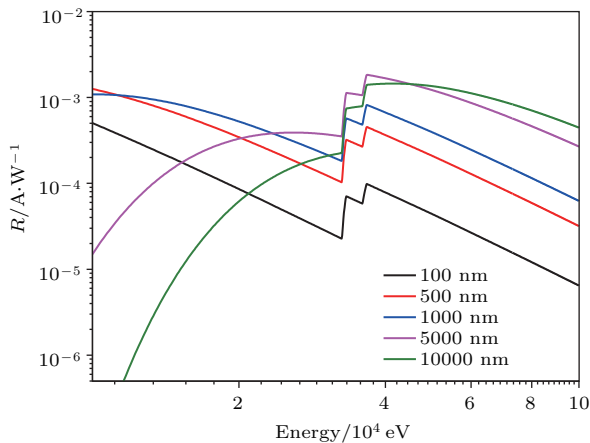


图3 10—100 keV范围不同厚度的CsI的响应灵敏度计算值

Fig. 3. The calculated spectral responses of CsI with several thicknesses from 10 to 100 keV.

为验证计算的准确性,将CsI响应灵敏度计算结果与Hara等^[21]和Khan等^[22]在硬X射线条纹相机上获得的100 nm CsI光阴极灵敏度数据进行了对比,如图4所示。由于条纹相机中使用了像增强器对光电流强度进行了增强,因此对数据进行了归一化处理。可以看出理论计算曲线与测试数据基本保持一致,两者在Cs和I的特征吸收峰位置有明显提升。图4(a)和图4(b)中的实验数据在15—30 keV区域偏高,这是由于CsI是绝缘体,为

防止测量中的电场扰动,在CsI薄膜上镀了30 nm的Au薄膜作为导电层,而Au对X射线也会发生光电效应,使得光电子产额增大,响应灵敏度偏高。而图4(c)中CsI厚度达到了1000 nm,远高于Au薄膜厚度,Au产生的光电子完全被CsI吸收,影响可以忽略不计,因此测试数据也与计算数据更加一致。总体而言,图4中硬X射线条纹相机测得的CsI响应灵敏度与理论计算数据符合,表明理论计算具有较高的可靠性。

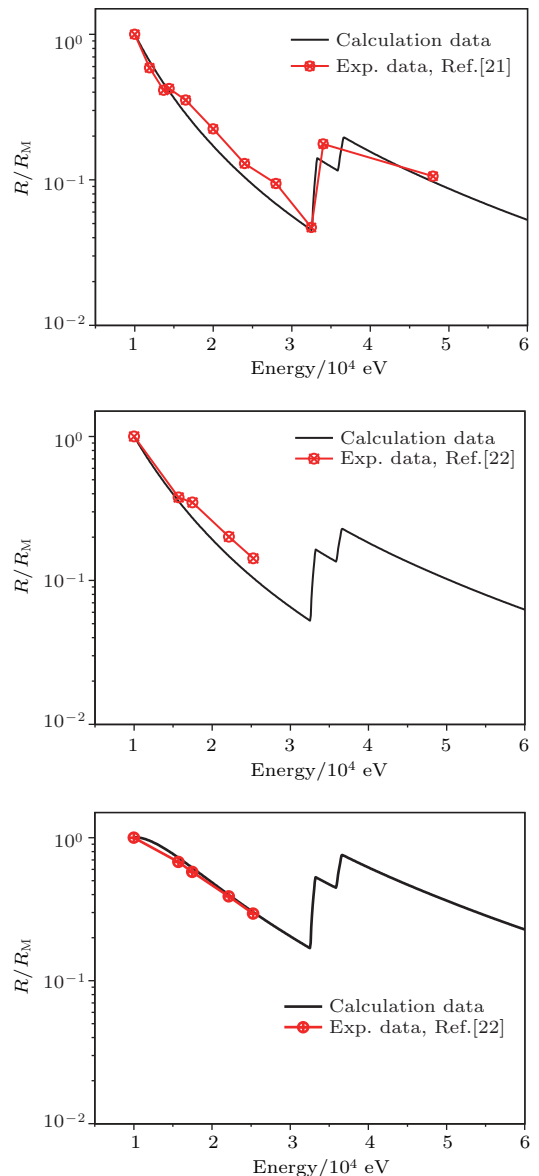


图4 CsI的响应灵敏度计算值与实验数据对比 (a) CsI厚度为100 nm; (b) CsI厚度为200 nm; (c) CsI厚度为1000 nm

Fig. 4. The calculated response sensitivities of CsI compared to experimental data: (a) 100 nm CsI; (b) 200 nm CsI; (c) 1000 nm CsI.

根据(8)式还可以获得不同入射光子能量下CsI光阴极响应灵敏度与厚度的关系,从而得到CsI的最佳厚度.图5与图6分别给出了入射光子能量为17.5 keV和60 keV时CsI的响应灵敏度随厚度变化的曲线,并与Frumkin测得的CsI响应灵敏度数据[23]及蒙特卡罗模拟计算数据[8]进行了对比.

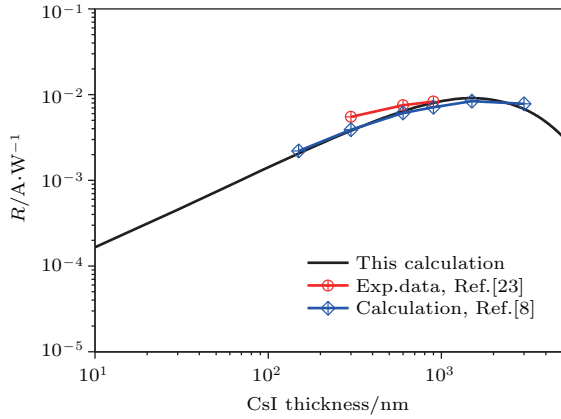


图5 17.5 keV时CsI响应灵敏度随厚度的变化
Fig. 5. The spectral responses of CsI compared to experimental data at 17.5 keV, as function of CsI thickness.

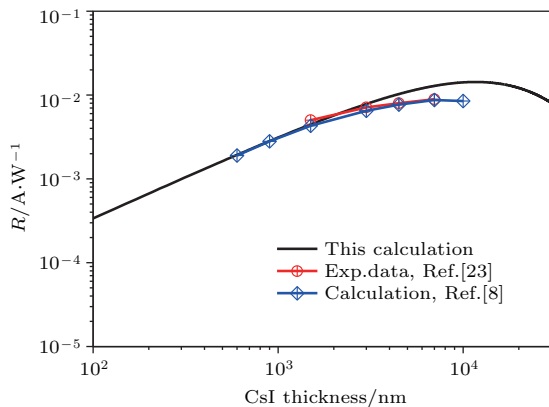


图6 60 keV时CsI响应灵敏度随厚度的变化
Fig. 6. The spectral responses of CsI compared to experimental data at 60 keV, as function of CsI thickness.

两幅图中的计算数据与实验数据以及蒙特卡罗模拟获得的CsI响应灵敏度数据基本保持一致,部分数据有一定偏差.造成偏差的原因主要是以下两方面:一是本文计算二次电子平均逃逸深度时,(10)式和(11)式均为参考文献作者进行数据处理后得到的拟合公式,与实际数值存在一定误差;二是响应灵敏度的标定数据随实验条件、样品表面状态等的不同有一定的偏差,而Frumkin标定时使用

的是CsI气体探测器,探测器内部的Xe气体会对光电子的采集造成影响,从而使测试结果存在误差.根据图中灵敏度随厚度的变化,得到该能量下CsI的最佳厚度值.图中显示对于不同能量的入射X光,CsI的响应灵敏度均随着厚度的增加而增加,直至到达一个最大值,该最大值对应的厚度即为CsI最佳厚度值.而且入射光子能量越大,CsI的最佳厚度也越大;17.5 keV的X射线对应的CsI最佳厚度约为1 μm,60 keV X射线时对应的CsI最佳厚度达到了10 μm左右.

6 结 论

推导了CsI在X射线能量范围为10—100 keV的响应灵敏度公式,计算结果与不同实验测得的CsI灵敏度数据相互符合,验证了公式的可靠性,也证明了公式推导过程中所做的假设和简化的合理性.这表明在10—100 keV范围内,康普顿散射、俄歇电子及荧光辐射等效应对CsI的响应灵敏度的影响十分有限.而二次电子平均逃逸深度随入射光子能量的增大而增加,对CsI的量子效率和响应灵敏度有着重要的影响.本文推导的CsI在10—100 keV的响应灵敏度计算公式比Henke等[5]的更加准确,与蒙特卡罗模拟计算相比则简洁方便.根据该公式可以获得探测不同能量X射线的CsI最佳厚度,为基于CsI光阴极的X射线光电探测器的设计和优化提供理论参考.

参考文献

- [1] Dromey B 2016 *Nature Photon.* **10** 436
- [2] Watts A L, Anderson N, Chakrabarty D, Feroci M, Hebel K, Israel G, Lamb F K, Miller M C, Morsink S, Ozel F, Patrino A, Poutanen J, Psaltis D, Schwenk A, Steiner A W, Stella L, Tolos L, Klis M V 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 021001
- [3] Pfeiffer F, Bech M, Bunk O, Kraft P, Eikenberry E F, Bronnimann C, Grunzweig C, David C 2008 *Nature Mater.* **7** 134
- [4] Breskin A 1996 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **371** 116
- [5] Henke B L, Knauer J P, Premaratne K 1981 *J. Appl. Phys.* **52** 1509
- [6] Fraser G W 1983 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **206** 251
- [7] Akkerman A, Gibrekherman A, Breskin A, Chechik R 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 5429

- [8] Gibrekhterman A, Akkerman A, Breskin A, Chechik R 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 7506
- [9] Opachich Y P, Ross P W, MacPhee A G, Hilsabeck T J, Nagel S R, Huffman E, Bell P M, Bradley D K, Koch J A, Lande O L 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 11D625
- [10] Wang Y Y, Yan D W, Tan X L, Wang X M, Gao Y, Peng L P, Yi Y G, Wu W D 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 094103 (in Chinese) [王瑜英, 阎大伟, 谭秀兰, 王雪敏, 高扬, 彭丽萍, 易有根, 吴卫东 2015 物理学报 **64** 094103]
- [11] 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]
- [12] Spicer W E 1958 *Phys. Rev.* **112** 114
- [13] Landau L D (translated by Gao J G) 1992 *Quatumn Electrodynamics* (Beijing: High Education Press) p244 (in Chinese) [朗道著 (高建功译)1992 量子电动力学 (北京: 高等教育出版社) 第244页]
- [14] Saloman E B, Hubbell J H 1988 *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **38** 1
- [15] Kane E O 1966 *Phys. Rev.* **147** 335
- [16] Tanuma S, Yoshikawa H, Shinotsuka H, Ueda R 2013 *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **190** 127
- [17] Xie A G, Xiao S R, Wu H Y 2013 *Indian J. Phys.* **87** 1093
- [18] Kanaya K, Ono S, Ishigaki F 1978 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **11** 2425
- [19] Kanaya K, Kawakatsu H 1972 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **5** 1727
- [20] Alig R C, Bloom S 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 3476
- [21] Hara T, Tanaka Y, Kitamura H, Ishikawa T 2000 *Rev. Sci. Instrum.* **71** 3624
- [22] Khan S F, Lee J J, Izumi N, Hatch B, Larsen G K, MacPhee A G, Kimbrough J R, Holder J P, Haugh M J, Opachich Y P, Bell P M, Bradley D K 2013 *Proc. SPIE* **8850** 88500D
- [23] Frumkin I, Breskin A, Chechik R, Elkind V, Notea A 1992 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **329** 337

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

Li Yu-Kun[†] Chen Tao Li Jin Yang Zhi-Wen Hu Xin Deng Ke-Li Cao Zhu-Rong

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

(Received 4 January 2018; revised manuscript received 30 January 2018)

Abstract

CsI photocathode is widely applied to high energy X-ray detection. And the spectral response is an important character of CsI photocathode. In this paper, the interaction process of high energy X-ray with CsI is analyzed and the spectral response of CsI photocathode is calculated in a 10–100 keV range. The influences of Compton scattering, X-ray fluorescence radiation and Auger emission on the spectral response are analyzed in accordance with the physical process of high energy X-ray interaction with CsI photocathode. These influences prove to be negligible in comparison with photo-ionization influence. Thus only the photoelectric transition is taken into account in calculation. According to the analyses of the processes of the photoelectron creation, transition and escaping, the formula for CsI spectral response is deduced as a function of secondary electron mean escape depth and photocathode thickness. The formula of secondary electron mean escape depth is then deduced as a function of X-ray energy. These formulae indicate that the mean escape depth of the secondary electrons increases markedly with the rise of X-ray energy and has a remarkable influence on the CsI spectral response. The spectral responses for different CsI thickness values are then calculated in a range of 10–100 keV. The results show that 1000 nm CsI has the best response under 20 keV, while 10000 nm CsI has a higher response over 60 keV. Then the calculation data are compared with experimental data of Hara's and Khan's hard X-ray streak camera measurements. These data agree well with each other and prove that our calculation of CsI spectral response for high energy X-ray is reliable. The spectral responses to CsI thickness for 17.5 keV and 60 keV are also calculated and shown in figures. These calculation data match experimental data of Frumkin and Monte-Carlo simulation data of Gibrekhterman. The measurement error of Frumkin's experiment and the uncertainty of the secondary electron mean escape depth are considered to be the reasons for the deviations of calculation and experimental data. The figures of spectral responses to CsI thickness also reveal the optimal thickness values of CsI for different X-ray photon energies. It is shown that 1 μm is the optimal thickness for 17.5 keV X-ray detection, and 10 μm is optimal for 60 keV. Finally the spectral response of CsI photocathode in a 10–100 keV range is calculated and the formulae prove to be reliable. According to these formulae and calculations, the optimal thickness of CsI photocathode can thus be given for designing and optimizing the high energy X-ray imaging detectors.

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

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

DOI: 10.7498/aps.67.20180029

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11675157) and the Science and Technology Development Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant Nos. 2015B0102015, 2015B0102016).

[†] Corresponding author. E-mail: lychate@126.com