

# 极紫外波段微通道板光电子产出理论分析与实验测量

李敏<sup>1,2</sup>, 尼启良<sup>1</sup>, 董宁宇<sup>1,2</sup>, 陈波<sup>1\*</sup>

1. 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 应用光学国家重点实验室, 吉林 长春 130033
2. 中国科学院研究生院, 北京 100049

**摘要** 基于微通道板的光子计数探测器在天文方面得到广泛的应用。该文针对微通道板在极紫外波段的光电子产出进行深入研究, 给出了材料光电子产出的理论模型, 利用导出的光电子产出公式分析了影响微通道板电极和铅玻璃两种材料光电子产出的因素。理论分析结果表明: 材料厚度大于 20 nm 及入射角大于掠入射的临界角是获得较高光电子产出的最佳条件, 除去几个特殊波长, 两种材料的光电子产出在极紫外波段随波长的增加而减小。利用激光等离子光源量子效率测量装置测量了微通道板光电子产出的波长响应特性, 实验结果与理论计算结果基本一致。

**关键词** 微通道板; 极紫外; 光电子; 量子效率

**中图分类号:** O434.1 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2010)08-2030-05

## 引言

微通道板(microchannel plate, 简称 MCP)光子计数探测器已经在天文方面得到广泛地应用<sup>[1-3]</sup>, 这是由于微通道板具有分辨率好、增益高、噪声低等许多优点, 是像增强器和光子计数成像探测器的主要器件。在短波范围内对微通道板型 X 射线探测器的研究可以追溯到 1968 年。20 世纪 80 年代, 伯克利实验室为了 EUVE 卫星研制探测器从而对微通道板的量子效率、增益、寿命、噪声等方面进行了详细的研究<sup>[4]</sup>。微通道板探测器已成功地应用在 EUVE<sup>[4]</sup>、ALEXIS<sup>[5]</sup> 卫星上。目前, 本实验研制的 EUV 相机已作为嫦娥二期工程的有效载荷, EUV 相机选用的探测器是微通道板光子计数成像探测器, 因此, 对微通道板在极紫外波段的性能进行深入研究变得非常重要。

微通道板在极紫外(extreme ultraviolet, 简称 EUV)探测器中起的作用是将光子转化为电子<sup>[6,7]</sup>, 因此, 分析及研究影响微通道板光电子产出的因素是必要的, 本文深入研究了微通道板在极紫外波段的光电子特性, 给出了材料光电子产出的理论模型, 并导出了光电子产出的理论公式, 利用导出的公式研究了影响微通道板电极和铅玻璃两种材料光电子产出的因素, 为进一步分析微通道板探测器的性能提供了必要的理论基础。最后, 利用激光等离子光源量子效率测量装置

对微通道板光电子产出随波长的变化进行了测量。

## 1 光电发射理论模型

材料的光电发射模型通常采用三步模型<sup>[6,7]</sup>: 光子吸收、电子激发、电子传输过程。其具体过程为: 光子被材料吸收后通过光电效应产生光电子, 对于高能 X 射线, 光电子产生的同时伴随产生一些俄歇电子和荧光辐射, 光电子和俄歇电子一部分从材料表面逃逸出, 一部分在材料中通过能量损失产生一系列低能电子。本文将光子吸收后产生的光电子和俄歇电子统称为初级电子, 将初级电子产生的低能电子称为次

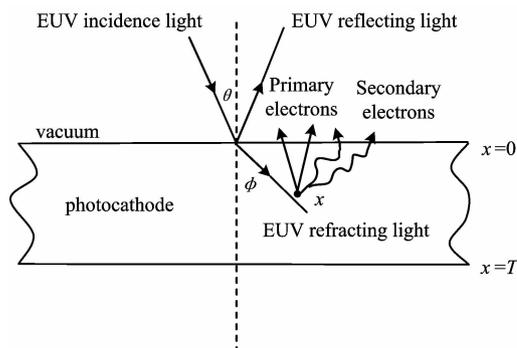


Fig. 1 Schematic diagram of EUV light incidence on the plane photocathode

收稿日期: 2009-10-06, 修订日期: 2010-01-09

基金项目: 国家自然科学基金项目(40774098, 60677043)资助

作者简介: 李敏, 女, 1981年生, 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所博士研究生 e-mail: liminciomp@sohu.com

\* 通讯联系人 e-mail: bochen2000@yahoo.com.cn, chenb@ciomp.ac.cn

级电子。因此，光子吸收后产生并逃逸出的电子是初级电子和次级电子之和，但是，实验上已验证初级电子数远远小于次级电子，因此，实验上所测量的光阴极材料产生的光电子主要是由次级电子构成的。为了分析的简化，本文中建立的模型主要用于分析次级电子的产出，光阴极的量子效率是指光阴极材料发射的次级电子数与入射光子数之比。

假设极紫外光以  $\theta$  角入射到光阴极材料上，在材料内部的折射角为  $\phi$ ，入射光强度为  $I_0$  (单位面积、单位时间内的光子数)，光在距材料表面  $x$  处的强度为

$$I = I_0 [1 - R(\theta)] \frac{\cos\theta}{\cos\phi} \exp\left(-\frac{x}{L_a \cos\phi}\right) \quad (1)$$

$R(\theta)$  是非涅尔反射系数， $L_a$  是光子的吸收长度， $L_a^{-1} = 2\lambda r_e n f_2^2 = \rho \mu(E_0)$ ， $\lambda$  是波长， $r_e$  是电子的经典半径， $n$  是原子数密度， $f_2^2$  是原子散射因子， $\rho$  是质量密度， $\mu(E_0)$  是质量吸收系数。对于化合物，吸收长度可以用原子散射因子表示为： $L_a^{-1} = 2\lambda r_e \sum_i n_i f_{2i}^2$ ， $n_i$  是化合物中  $i$  元素的原子数密度， $f_{2i}^2$  是  $i$  元素的原子散射因子。那么，光子在  $x$  处，单位时间、单位长度内，材料吸收的光子能量

$$E = I_0 \rho E_0 \mu(E_0) [1 - R(\theta)] \frac{\cos\theta}{\cos\phi} \exp\left(-\frac{x}{L_a \cos\phi}\right) \quad (2)$$

$E_0$  是入射光子的能量。用  $E_e$  表示一个光子吸收后产生的一系列次级电子的平均能量，那么，单位时间，在厚度  $dx$  内产生的次级电子数

$$dI_e = \frac{E dx}{E_e} = I_0 [1 - R(\theta)] \frac{E_0 \rho \mu(E_0) f(E_0)}{E_e} \cdot \frac{\cos\theta}{\cos\phi} \exp\left(-\frac{x}{L_a \cos\phi}\right) dx \quad (3)$$

$f(E_0)$  是光子吸收后贡献于次级电子产生的能量转换因子。由于材料内部产生的次级电子在向材料表面运动过程中，其数目按照指数衰减规律<sup>[8]</sup>变化，那么，从材料表面逃逸的次级电子数为

$$dI_e = I_0 [1 - R(\theta)] \frac{E_0 \rho \mu(E_0) f(E_0)}{E_e} \frac{\cos\theta}{\cos\phi} \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_a \cos\phi}\right) P_e \exp\left(-\frac{x}{L_s}\right) dx \quad (4)$$

$P_e$  是次级电子在材料表面的逃逸概率， $L_s$  是次级电子的平均逃逸长度。假设，材料的厚度为  $T$ ，利用(4)式积分得到

$$I_e = I_0 [1 - R(\theta)] \frac{E_0 f(E_0)}{E_e} \frac{\cos\theta}{\cos\phi} \frac{L_s \cos\phi}{L_s + L_a \cos\phi} \cdot P_e \left[1 - \exp\left(-\frac{T}{L_a \cos\phi} - \frac{T}{L_s}\right)\right] \quad (5)$$

最后，得到次级电子产出为

$$Q_e = \frac{I_e}{I_0} = [1 - R(\theta)] \frac{E_0 f(E_0)}{E_e} \frac{\cos\theta}{\cos\phi} \frac{L_s \cos\phi}{L_s + L_a \cos\phi} \cdot P_e \left[1 - \exp\left(-\frac{T}{L_a \cos\phi} - \frac{T}{L_s}\right)\right] \quad (6)$$

## 2 微通道板次级电子产出的计算

基于微通道板位敏阳极光子探测器使用的微通道板通常是高铅玻璃制成，一个微通道板是由  $10^4 \sim 10^7$  个互相平行的微通道组成，每个微通道的直径在  $10 \sim 100 \mu\text{m}$  之间，每

个微通道的长与直径之比在  $40 \sim 100$  之间，每个微通道的偏置角(与微通道板表面法线的夹角)在  $0^\circ \sim 19^\circ$  之间，在微通道板玻璃的前后面镀有金属电极(Ni-Cr 合金)，作为输入和输出电极。因此，对于裸露的微通道板来讲，铅玻璃和电极作为光阴极材料将光子转化为电子。下面，将根据前面的模型分别研究 Ni-Cr 电极和铅玻璃在极紫外波段的特性。

在分析微通道板在极紫外波段的次级电子特性时，认为微通道板的每个微小通道内玻璃的成分、电极成分以及电极的尺寸(厚度和穿透深度)是一样的，电极在每个通道内壁上的厚度是均匀的，并且电极和微通道的内壁是足够厚的，保证了极紫外光不能从某个通道穿透到与之相邻的通道内，这样，就可以忽略通道交叉现象对次级电子产出的影响。

假设，吸收的光子完全贡献于次级电子的产生，即  $f(E_0) = 1$ ，另外认为，在极紫外波段，折射角近似等于入射角， $\phi \approx \theta$ 。 $Q_e$  可简化为

$$Q_e = [1 - R(\theta)] \frac{E_0}{E_e} \frac{L_s \cos\theta}{L_s + L_a \cos\theta} P_e f(T, \theta) \quad (7)$$

其中， $f(T, \theta) = \{1 - \exp[-T/(L_a \cos\theta) - T/L_s]\}$ ，从(7)式可见，光阴极材料的次级电子产出与材料厚度的关系由  $f(T, \theta)$  决定，由于  $f(T, 0) \leq f(T, \theta) \leq 1$ ，只需要计算正入射时次级电子产出随厚度的变化就可以说明光阴极材料厚度对次级电子产出的影响。图 2 是波长为  $25.3 \text{ nm}$  时，Ni-Cr 电极( $\rho_{\text{Ni-Cr}} = 8.4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ，Ni 和 Cr 的质量百分比分别是 80% 和 20%)和微通道板铅玻璃(玻璃成分及百分含量见参考文献<sup>[9]</sup>)对应的  $f(T, 0)$ ，计算中使用的 Ni-Cr 电极和微通道板玻璃的次级电子逃逸长度<sup>[10]</sup>  $L_s$  分别为 2 和  $3.3 \text{ nm}$ 。

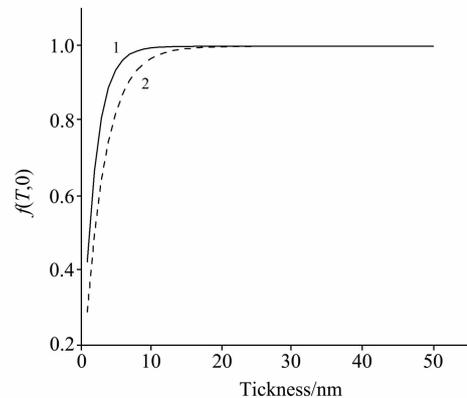


Fig. 2 Secondary electron yield of Ni-Cr electrode and micro-channel plate glass vs. thickness of materials

1: Ni-Cr; 2: MCP glass

从图 2 可见，只要 Ni-Cr 电极和微通道板玻璃的厚度大于  $20 \text{ nm}$ ，材料厚度的增加对次级电子产出的影响可以忽略。对于普遍使用的微通道板，其 Ni-Cr 电极厚度和微通道的壁厚都是  $\mu\text{m}$  量级的，因此，对微通道板来讲， $f(T, \theta) = 1$ 。当极紫外光垂直于微通道板的输入面入射时，由于微通道板的微通道有一定的偏置角，所以，光在每个微通道内则是掠入射的，其掠入射角等于微通道板的偏置角，这样，一束光在微通道内将发生多次反射，次级电子产出(7)式将修正为

$$Q_e = [1 - R^m(\theta)] \frac{E_0}{E_e} \frac{L_s \cos\theta}{L_s + L_a \cos\theta} P_e \quad (8)$$

$m$  表示光在微通道内反射的次数。如果假设光子在微通道内经过多次反射后被完全吸收, 即  $1 - R^m(\theta) \approx 1$ ,  $Q_e$  可以表示为

$$Q_e = \frac{E_0}{E_e} \frac{L_s \cos\theta}{L_s + L_a \cos\theta} P_e \quad (9)$$

对于特定的材料, 次级电子能量分布与光子能量<sup>[7]</sup>无关, 次级电子能量平均值也与光子能量无关, 因此, (9) 式中  $E_e$  和  $P_e$  可以认为是常数, 所以,

$$Q_e \propto \frac{E_0 L_s \cos\theta}{L_s + L_a \cos\theta} \quad (10)$$

根据(10)式, 计算了波长为 25.3 nm 时 Ni-Cr 电极和微通道板玻璃两种材料次级电子产出随角度的变化特性以及  $\theta$  为 77.5° 时两种材料次级电子产出随波长的变化, 分别如图 3 和图 4。从图 3 可见, 在材料的临界角之前, 次级电子产出随掠入射角的增大而迅速增大, 而临界角之后, 次级电子产出随掠入射角的变化而变得缓慢, 并逐渐趋向常数, 因此, 当微通道板工作在极紫外时, 应该使入射光在微通道内的掠入射角在临界角<sup>[11]</sup>附近。利用此模型得到结论可以解释微通道板通常选择的偏置角为 13° 左右。从图 4 可见, Ni-Cr 电极

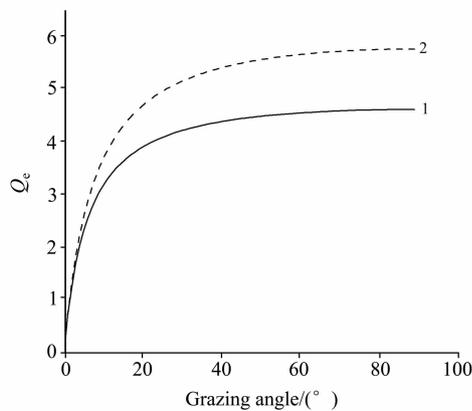


Fig. 3 Secondary electron yield of Ni-Cr electrode and MCP glass vs. grazing incidence angle

1: Ni-Cr; 2: MCP glass

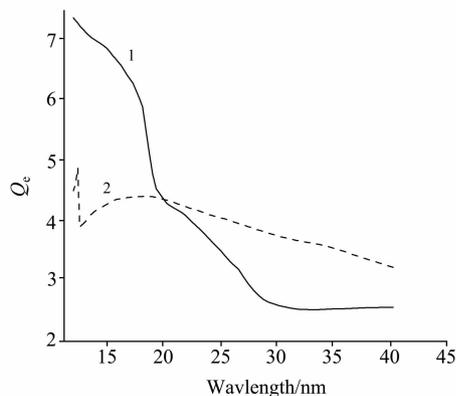


Fig. 4 Secondary electron yield of Ni-Cr electrode and MCP glass vs. EUV wavelength

1: Ni-Cr; 2: MCP glass

和微通道板玻璃在极紫外的次级电子产出随波长的增加而下降, 这说明随着波长的增加, 光子能量降低, 单个光子产生的次级电子数也随之减少。

### 3 微通道板量子效率测量实验

为了对理论分析结果和实验结果进行对比, 采用图 5 所示的实验装置对微通道板在极紫外的量子效率进行了测量。整个装置由激光等离子体光源、单色仪和样品室 3 部分组成。激光等离子体光源由 Nd:YAG 激光器激发金属靶产生; 单色仪是美国 McPherson 公司生产的型号为 XCT1.0m 真空扫描单色仪, 它由两个环形反射镜、两个球面反射镜和一个平面光栅组成, 工作波长是 5~62 nm, 光栅为  $600 \text{ p} \cdot \text{l}^{-1}$ , 前后狭缝为  $0.1 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$  时, 分辨率为 0.2 nm; 样品室内有一个五维微动平台, 有三维平动和二维转动, 本实验利用五维微动平台中圆盘的转动来实现测量样品位置的移动。实验中, 用美国 NIST 标定过的传递标准探测器 AXUV100 硅光电二极管作为标准探测器来标定光谱的光强, 将微通道板探测器和光电二极管探测器分别安装在真空中转动的圆盘上, 通过圆盘的转动将两个探测器转入到光路中。微通道板探测器和 AXUV100 硅光电二极管输出的电流信号并联到电荷灵敏前置放大器并转化为电压信号, 再由脉冲整形放大器和峰值保持器组成的放大器将电压信号进一步放大, 最后用美国 NI 公司的 NI-DAQ6023E 型数据采集卡进行数据采集并用 VI 程序记录并保存, 见图 6。微通道板的量子效率是微通道板探测器探测到的信号与传递标准探测器探测到的信号之比<sup>[12]</sup>。微通道板基本参数是: 偏置角是 12.5°, 有效直径  $\Phi = 26 \text{ mm}$ , 通道直径  $D = 12.5 \mu\text{m}$ , 长径比为 40:1。

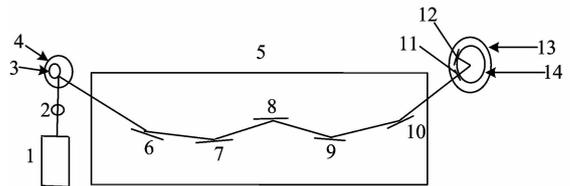


Fig. 5 Experimental set-up

1: Nd:YAG Laser; 2: Focusing lens; 3: Target material; 4: Vacuum target room; 5: Monochromator; 6: Toroidal pre-mirror; 7: Collimating mirror; 8: Grating; 9: Focusing mirror; 10: Toroidal re-focusing mirror; 11: AXUV-100 Si photodiode; 12: MCP detector; 13: Vacuum room; 14: Rotating flange

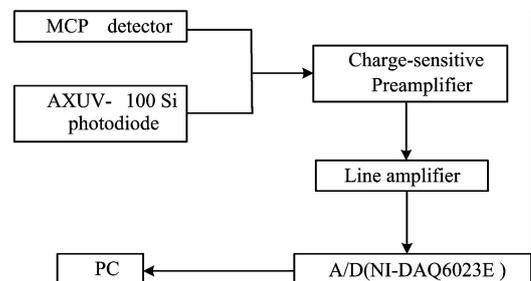


Fig. 6 Schematic diagram of signal processing circuit

## 4 讨 论

实验中实际测量的微通道板输出的电子是 Ni-Cr 和微通道板玻璃二者次级电子产出的和, 因此, 理论上讲, 微通道板的量子效率在极紫外的响应特性应该由下式表示

$$Q_{MCP} = AQ_{eNiCr} + BQ_{eMCPglass} \quad (11)$$

$Q_{eNiCr}$  和  $Q_{eMCPglass}$  由(10)式计算得到,  $A$  和  $B$  分别是 Ni-Cr 电极和微通道板玻璃贡献于次级电子产出的比例因子,  $A$  和  $B$  可以通过对实验结果进行拟合得到。为了对理论计算结果和实验结果进行对比, 将(11)式的计算结果和实验测量结果绘制于图 7 中。在图 7 中, 实线 1 是 Ni-Cr 电极和微通道板玻璃产出的次级电子直接相加的结果, 即(11)式中  $A=1$  和  $B=1$  的计算结果; 为了使理论计算结果与实验结果接近, 用(11)式对实验数据进行最小二乘法线性拟合, 计算得到  $A=9.8 \times 10^{-3}$ ,  $B=3.1 \times 10^{-3}$ , 图 7 中的实线 2 是拟合后的计算结果。通过分析可以得到如下结论: (1) 实验测得和理论分析得到波长响应特性的变化趋势基本一致; (2) 通过曲线拟合得到的  $A$  和  $B$  的数值表明, 对于裸露的微通道板来讲, Ni-Cr 电极可以视为微通道板的光阴极材料, 在将光子转变为电子的过程中起着主要的作用, 玻璃的贡献是比较小的。

## 5 结 论

给出了材料在极紫外波段次级电子产出的简单理论模型, 并分析了构成微通道板的两种材料(Ni-Cr 电极和玻璃)

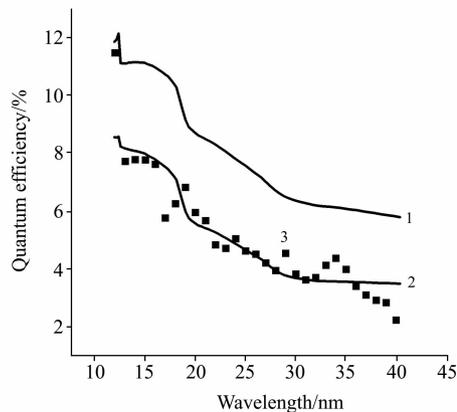


Fig. 7 Comparison between theoretical analysis and experimental result of secondary electron yield

1: Theoretical ( $A=1$ ,  $B=1$ ); 2: Theoretical (fitting);  
3: Experimental

在极紫外的次级电子产出特性。分析结果表明: 当极紫外的掠入射角逐渐增大到相应材料的临界角时, 次级电子的产出达到最大; 当材料厚度大于 20 nm 时, 厚度的继续增加对次级电子产出的影响变化可以忽略。建立了一套测量微通道板量子效率的实验装置, 并测量了微通道板在极紫外的波长响应特性, 实验测量的波长响应特性与理论分析结果基本一致。本文给出的理论模型和建立的实验装置为进一步研究微通道板光子计数成像探测器在极紫外波段的性能提供了理论依据和实验手段。

## 参 考 文 献

- [1] Stock J, Siegmund O H W, Hurwitz M, et al. SPIE, 1993, 2006: 128.
- [2] Griffiths N W, Airieau S, Siegmund O H W. SPIE, 1998, 3445: 566.
- [3] Siegmund O H W, Vallerger J V, McPhate J, et al. SPIE, 2004, 5488: 789.
- [4] Vallerger J V, Roberts B, Dupuis J, et al. SPIE, 1998, 3356: 1001.
- [5] Dupré D R, Bloch J J, Johnson E M, et al. SPIE, 1999, 3765: 312.
- [6] Henke B L, Knauer J P, Premaratne K. J. Appl. Phys., 1981, 52(3): 1509.
- [7] Henke B L, Smith J A, Attwood D T. J. Appl. Phys., 1997, 48(5): 1852.
- [8] Kane E O. Physical Review, 1966, 147(1): 335.
- [9] Wiza J L. Nucl. Instr. Meth., 1979, 162: 587.
- [10] Harding E C, Drake R P. Rev. Sci. Instr., 2006, 77: 10E312-1.
- [11] LI Min, NI Qi-liang, CHEN Bo(李敏, 尼启良, 陈波). Acta Physica Sinica(物理学报), 2009, 58(10): 218.
- [12] LI Min, FAN Xian-hong, NI Qi-liang, et al(李敏, 范鲜红, 尼启良, 等). Optics and Precision Engineering(光学精密工程), 2008, 16(1): 1.

# Theoretical Analysis and Experimental Measurement for Secondary Electron Yield of Microchannel Plate in Extreme Ultraviolet Region

LI Min<sup>1,2</sup>, NI Qi-liang<sup>1</sup>, DONG Ning-ning<sup>1,2</sup>, CHEN Bo<sup>1\*</sup>

1. State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China
2. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

**Abstract** Photon counting detectors based on microchannel plate have widespread applications in astronomy. The present paper deeply studies secondary electron of microchannel plate in extreme ultraviolet. A theoretical model describing extreme ultraviolet-excited secondary electron yield is presented, and the factor affecting on the secondary electron yields of both electrode and lead glass which consist of microchannel plate is analyzed according to theoretical formula derived from the model. The result shows that the higher secondary electron yield is obtained under appropriate condition that the thickness of material is more than 20 nm and the grazing incidence angle is larger than the critical angle. Except for several wavelengths, the secondary electron yields of both electrode and lead glass decrease along with the increase in the wavelength. And also the quantum efficiency of microchannel plate is measured using quantum efficiency test set-up with laser-produced plasmas source as an extreme ultraviolet radiation source, and the result of experiment agrees with theoretical analysis.

**Keywords** Microchannel plate; Extreme ultraviolet; Photoelectron; Quantum efficiency

(Received Oct. 10, 2009; accepted Jan. 9, 2010)

\* Corresponding author