

文章编号: 0258-7025(2003)02-0167-04

平晶谱仪谱线波长的直接标定

刘智, 李儒新, 贾天卿, 邓蕴沛, 范品忠, 曾志男, 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光光学开放实验室, 上海 201800)

摘要 提出一种简便的新方法用以实现 X 射线平晶谱仪谱线波长的直接标定, 只需在谱仪晶体表面加上一个特制的辅助光阑, 即可在不知光源位置和没有任何参考谱线的情况下精确标定谱线的波长。

关键词 光学技术与仪器; 平晶谱仪; 辅助光阑; X 射线光谱学; 激光等离子体

中图分类号 TH 744 **文献标识码** A

New Planar Crystal X-ray Spectrometer with Independent Wavelength Calibration Ability

LIU Zhi, LI Ru-xin, JIA Tian-qing,

DENG Yun-pei, FAN Pin-zhong, ZENG Zhi-nan, XU Zhi-zhan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract A novel method of measuring absolute X-ray wavelengths using an auxiliary diaphragm attached to the planar crystal, which can accurately determine wavelengths without any reference line and any information or special position.

Key words optical technique and instrument; planar crystal spectrometer; auxiliary diaphragm; X-ray spectroscopy; laser plasma

1 引言

晶体谱仪是测量 X 射线谱的主要仪器, 其中平晶谱仪由于其结构简单, 使用方便, 被广泛地用来获取激光等离子体光源所发射的 X 射线谱, 在激光核聚变、X 射线激光的光谱学研究中发挥着重要的作用^[1,2]。晶体谱仪在使用前必须经过波长标定, 即确定谱线波长与谱线在谱片上的位置之间的函数关系。谱线波长的精确标定有助于谱线的正确辨认和归类, 它是 X 射线光谱学分析的前提。

目前, 平晶谱仪谱线波长标定最常用的方法是参考谱线法^[3]。这种方法要求光谱中至少含有三条波长已知且可以明确辨析的谱线, 以此作为参考来确定谱片中其他位置谱线的波长。参考谱线法在实际应用中存在着一些局限和不足。首先, 为了能在发射的光谱中出现参考谱线, 通常的做法是在待测

光源中掺入一些能发射特征谱线的杂质, 如 Al, Mg 和 Si 等, 这些低原子序数元素的类氢和类氦谱线结构简单, 容易分辨而且其波长已经作过精确的测定, 非常适合作参考谱线。但是, 在光源中掺入的杂质可能会影响光源的辐射性质, 使实际测量得到的结果出现偏差。其次, 对于激光等离子体光源来说, 斯塔克效应、多普勒频移和等离子体极化, 会造成光源所发射的参考谱线的移动或非对称加宽, 从而使得在用参考谱线法标定其他位置谱线的波长时产生误差, 影响波长的测量精度。另外, 在实验中往往会遇到在待分析的光谱中无法包含已知波长的谱线的情况, 在这种情况下, 参考谱线法已无能为力。

本文根据激光等离子体 X 射线发射谱中一般包含有连续谱的特点, 提出一种简便的新方法——辅助光阑法, 用以直接对 X 射线平晶谱仪中谱线的波长进行精确标定。这种方法只需在谱仪的晶体表

收稿日期: 2001-12-12; 收到修改稿日期: 2002-01-29

作者简介: 刘智(1976—), 男, 中国科学院上海光学精密机械研究所博士研究生, 主要从事超短超强激光与物质相互作用的研究。E-mail: liuzhi@siom.ac.cn

面加上一个特制的辅助光阑,即可在不知光源位置和没有任何参考谱线的情况下独立地进行谱线波长的标定。

2 辅助光阑法

平晶谱仪的工作原理是基于晶体对 X 射线衍射的布拉格公式

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (1)$$

其中 d 为晶体的晶面间距, θ 为晶面衍射角, n 为衍射级次。对于波长为 λ 的 X 射线,从光源发出后,经晶体表面以唯一确定的角度 θ 衍射后被谱片接收,在谱片上形成一条谱线,如图 1 所示。

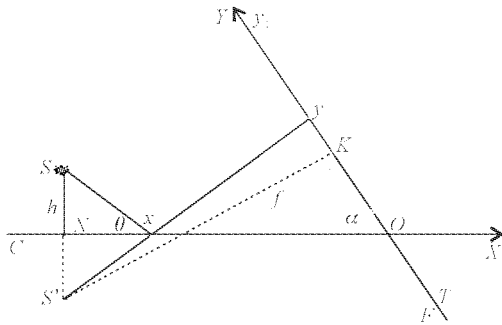


图 1 平晶谱仪工作原理图

Fig. 1 Schematic of the normal planar crystal spectrometer for absolute wavelength measurements

由于激光等离子体的线度很小,其直径一般为几十到几百微米,因此可看作点光源,在图中用 S 表示。 CX 为晶体平面, FY 为谱片平面。以 CX 为 x 轴,以 FY 为 y 轴,两轴的夹角为 α ,交点为 O 。 S' 为 S 点在晶体平面的虚像点, SS' 与 x 轴交点为 N ,设 $SN = S'N = h$ 。过 S' 点作 y 轴的垂线,垂足为 K , $S'K = f$ 。过 S' 点作 x 轴的平行线,与 y 轴交点为 T 。 x 为 X 射线与晶体表面的交点在 x 轴的坐标, y 为所形成的谱线在 y 轴的坐标。由图 1 中的几何解析关系可以得到平晶谱仪的基本方程

$$\overline{yK} = f \cot[\pi - (\alpha + \theta)] \quad (2)$$

从图中还可得出: $\overline{yK} = y + \frac{h}{\sin\alpha} - f \cot\alpha$,代入(2)式,并与(1)式联立解方程得(一般取一级衍射谱,即 $n = 1$)

$$\lambda = 2d \times \sin \left[\cot^{-1} \left(\frac{f - h \cos\alpha - \frac{1}{2} y \sin 2\alpha}{y \sin^2\alpha + h \sin\alpha} \right) \right] \quad (3)$$

式(3)为标定谱线波长的基本方程。从式中可以看

出,对于确定晶体(d 已知)的情况,只要知道光源与谱仪的相对位置关系(h, f)以及接收面和晶体表面的夹角 α ,就可以通过未知波长谱线在接收器谱片上的位置 y 来直接标定谱线波长。

从实验中所拍摄到的激光等离子体 X 射线谱片发现,这类光谱中或多或少都存在着连续谱。根据 X 射线谱的这一特点,可在部分晶体表面上加一个特制的辅助光阑,利用光阑在谱片上所形成的阴影来确定谱线的绝对波长。辅助光阑由三条等间距的平行线构成,其材料为铅等高 Z 物质,这些材料的特点是能够不被 X 射线所穿透。因此,晶体平面上有平行线条的地方将不会发生晶体衍射,这样在谱片上将会产生这些平行线条的阴影像。测定这些阴影像之间的距离,通过一些计算,就可以确定光源与谱仪间的相对距离,进而可以确定出谱片中任意谱线的绝对波长。计算示意图如图 2 所示。

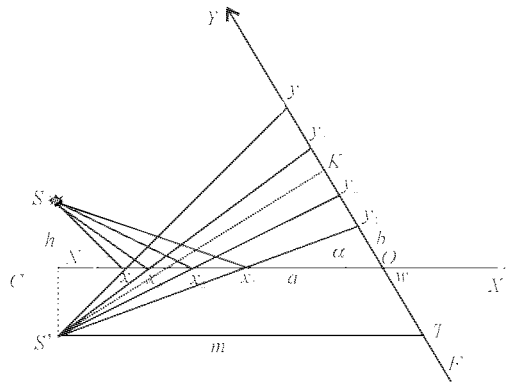


图 2 辅助光阑法直接标定谱线波长

Fig. 2 Schematic of a new method for absolute wavelength measurements by auxiliary diaphragm

图中 x_1, x_2, x_3 表示光阑中三条平行线在晶体表面的坐标, y_1, y_2, y_3 分别表示三条平行线在谱片中所形成的阴影像的坐标,其中 $x_3 - x_2 = x_2 - x_1 = \Delta x, y_3 - y_2 = \Delta y_2, y_2 - y_1 = \Delta y_1$ 。过 S' 点作 x 轴的平行线交 y 轴于 T 点。令 $Oy_1 = b, Ty_1 = w, Ox_1 = a, S'T = m$,则根据图中的几何关系可得

$$\frac{a}{m} = \frac{b}{w} \quad (4)$$

$$\frac{a + \Delta x}{m} = \frac{b + \Delta y_1}{\Delta y_1 + w} \quad (5)$$

$$\frac{a + 2\Delta x}{m} = \frac{b + \Delta y_2}{\Delta y_2 + w} \quad (6)$$

解以上的联立方程组,可得

$$b = \frac{a \Delta y_1 \Delta y_2}{a(\Delta y_2 - 2\Delta y_1) + 2\Delta x(\Delta y_2 - \Delta y_1)} \quad (7)$$

$$w = \frac{\Delta y_1 \Delta y_2}{(\Delta y_2 - 2\Delta y_1)} \quad (8)$$

$$m = a + \Delta x + \frac{\Delta x \Delta y_2}{\Delta y_2 - 2\Delta y_1} \quad (9)$$

从而可以求出光源与晶体之间的相对距离

$$h = (w - b) \sin \alpha = \Delta y_1 \Delta y_2 \left[\frac{\sin \alpha}{(\Delta y_2 - 2\Delta y_1)} - \frac{a \sin \alpha}{a(\Delta y_2 - 2\Delta y_1) + 2\Delta x(\Delta y_2 - \Delta y_1)} \right] \quad (10)$$

$$f = m \sin \alpha = \left(a + \Delta x + \frac{\Delta x \Delta y_2}{\Delta y_2 - 2\Delta y_1} \right) \sin \alpha \quad (11)$$

确定光源到晶体的距离后,就可以对谱片中任意位置谱线的波长进行标定。图 2 中, x 表示与 x 轴的交点, y 表示未知波长 X 射线经 x 轴反射后与 y 轴的交点。令 $\Delta y = y - y_1$, 则有

$$y_f = (y - y_1) + w - f \cot \alpha \quad (12)$$

将(8), (11), (12)与(3)联立,可得谱线波长表达式为

$$\lambda = 2d \times \sin \left\{ \cot^{-1} \left[\frac{a(\Delta y_2 - 2\Delta y_1) + 2\Delta x(\Delta y_2 - \Delta y_1)}{\Delta y \Delta y_2 - 2\Delta y \Delta y_1 + \Delta y_1 \Delta y_2} \times \frac{1}{\sin \alpha} - \cot \alpha \right] \right\} \quad (13)$$

式(13)中共包含有 6 个未知量。 Δx 为辅助光阑上平行线的间距, a 为光阑中平行线 x_1 到谱片上 O 点的长度, α 为晶体表面与谱片接收面之间的夹角。这 3 个量是已知量,可在谱仪使用前精确确定出,而且一经确定后就不会随实验中谱仪位置的变化而改变。以后就可以从实验所拍摄到的谱片中直接测量出 Δy , Δy_1 , Δy_2 , 并可以通过(13)式来直接标定出谱片上任意谱线的波长。

3 误差分析

由(1)式得

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \cot \theta \cdot \Delta \theta \quad (14)$$

从(13)式可知, θ 角的误差由 a , α , Δx , Δy , Δy_1 , Δy_2 6 个参量误差构成。即

$$\Delta \theta = \left| \frac{\partial \theta}{\partial a} \Delta a \right| + \left| \frac{\partial \theta}{\partial (\Delta x)} \Delta (\Delta x) \right| + \left| \frac{\partial \theta}{\partial \alpha} \Delta \alpha \right| + \left| \frac{\partial \theta}{\partial (\Delta y_1)} \Delta (\Delta y_1) \right| + \left| \frac{\partial \theta}{\partial (\Delta y_2)} \Delta (\Delta y_2) \right| + \left| \frac{\partial \theta}{\partial (\Delta y)} \Delta (\Delta y) \right| \quad (15)$$

具体的计算过程见附录。

取 $\alpha = 68^\circ$, $a = 68 \text{ mm}$, $\Delta x = 5 \text{ mm}$, $\Delta y_1 = 14$

mm , $\Delta y_2 = 36 \text{ mm}$, 则(13), (14), (15)式联立可求出辅助光阑法标定谱线波长的精度。由于辅助光阑平晶谱仪在使用前可以用参考谱线法对 Δa , Δx , α 这三个谱仪内部结构参数进行误差校正,因此,在计算中根据参考谱线法的测量精度(10^{-4})而设定 $\Delta \alpha = 10^{-4}$ 。对于长度量的精度可设定为 $1 \mu\text{m}$, 所以有 $\Delta a = \Delta (\Delta x) = \Delta (\Delta y_1) = \Delta (\Delta y_2) = \Delta (\Delta y) = 10^{-3} \text{ mm}$ 。将这些数值代入就可计算出晶体谱仪的测量精度。计算结果如图 3 所示。

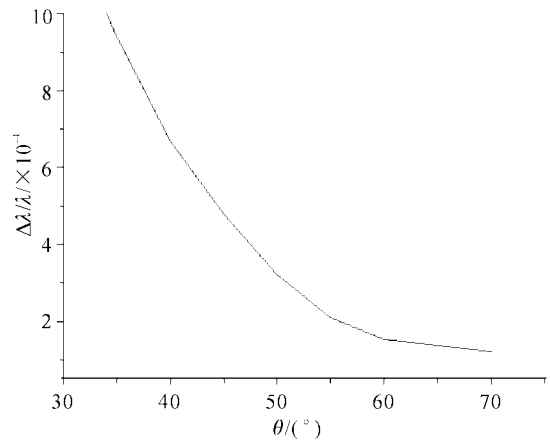


图 3 辅助光阑法的测量精度随 X 射线入射角的变化示意图

Fig. 3 Accuracy of wavelength measurements for new planar crystal vs different incident angles

从图中可以看到,辅助光阑法直接标定谱线波长的精度可达到 10^{-4} 量级。而在光阑的设置上,光阑平行线间距为最重要的参数,它直接决定了标定波长的精度。

4 结 论

用辅助光阑法来进行平晶谱仪谱线波长的标定操作上简单易行,只需经过一次误差校正就可独立地对谱线波长进行直接标定,而且与参考谱线法相比,应用范围更为广泛,能在参考谱线法无能为力的情况下发挥作用,同时也保证了较高的测量精度。因此,辅助光阑法是一种较为理想的标定平晶谱仪谱线绝对波长的方法。

参 考 文 献

- 1 B. Yaakobi, D. Steel, E. Thorsos *et al.*. Explosive-pusher-type laser compression experiments with neon-filled microballoons [J]. *Phys. Rev. A*, 1979, **19**(3): 1247~1261

- 2 J. D. Kilkenny, R. W. Lee, M. H. Key *et al.*, X-ray spectroscopic diagnosis of laser-produced plasmas, with emphasis on line broadening [J]. *Phys. Rev. A*, 1980, **22**(6):2746~2760
- 3 Fan Pinzhong, Zhang Zhengquan, Dispersion curve and wavelength determination in flat-crystal X-ray spectrograph [J]. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1991, **18**(2):88~93 (in Chinese)

附录:辅助光阑法测量精度计算

根据式(13)有: $\theta = \cot^{-1} \left[\frac{a(\Delta y_2 - 2\Delta y_1) + 2\Delta x(\Delta y_2 - \Delta y_1)}{\Delta y \Delta y_2 - 2\Delta y \Delta y_1 + \Delta y_1 \Delta y_2} \times \frac{1}{\sin \alpha} - \cot \alpha \right]$, 并令 $T = \cot \theta$, 则辅助光

阑法标定谱线波长精度 $\frac{\Delta \lambda}{\lambda}$ 可表示为

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \lambda}{\lambda} &= \cot \theta \cdot \Delta \theta = \\ &T \cdot \frac{1}{1+T^2} \left[\left| \frac{\partial T}{\partial a} \Delta a \right| + \left| \frac{\partial T}{\partial(\Delta x)} \Delta(\Delta x) \right| + \left| \frac{\partial T}{\partial \alpha} \Delta \alpha \right| + \right. \\ &\left. \left| \frac{\partial T}{\partial(\Delta y_1)} \Delta(\Delta y_1) \right| + \left| \frac{\partial T}{\partial(\Delta y_2)} \Delta(\Delta y_2) \right| + \left| \frac{\partial T}{\partial(\Delta y)} \Delta(\Delta y) \right| \right] = \\ &\frac{1}{2} \sin 2\theta \left[\left| \frac{\partial T}{\partial a} \Delta a \right| + \left| \frac{\partial T}{\partial(\Delta x)} \Delta(\Delta x) \right| + \left| \frac{\partial T}{\partial \alpha} \Delta \alpha \right| + \right. \\ &\left. \left| \frac{\partial T}{\partial(\Delta y_1)} \Delta(\Delta y_1) \right| + \left| \frac{\partial T}{\partial(\Delta y_2)} \Delta(\Delta y_2) \right| + \left| \frac{\partial T}{\partial(\Delta y)} \Delta(\Delta y) \right| \right] \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial a} &= \frac{(\Delta y_2 - 2\Delta y_1)}{(\Delta y \Delta y_2 - 2\Delta y \Delta y_1 + \Delta y_1 \Delta y_2) \sin \alpha} \\ \frac{\partial T}{\partial(\Delta x)} &= \frac{2(\Delta y_2 - \Delta y_1)}{(\Delta y \Delta y_2 - 2\Delta y \Delta y_1 + \Delta y_1 \Delta y_2) \sin \alpha} \\ \frac{\partial T}{\partial \alpha} &= \frac{a(\Delta y_2 - 2\Delta y_1) + 2\Delta x(\Delta y_2 - \Delta y_1)}{(\Delta y \Delta y_2 - 2\Delta y \Delta y_1 + \Delta y_1 \Delta y_2)} (-\operatorname{csc} \alpha \cot \alpha) + \operatorname{csc}^2 \alpha \\ \frac{\partial T}{\partial \Delta(\Delta y_1)} &= \frac{2\Delta x \Delta y \Delta y_2 - \Delta y_2^2 (a + 2\Delta x)}{(\Delta y \Delta y_2 - 2\Delta y \Delta y_1 + \Delta y_1 \Delta y_2)^2 \sin^2 \alpha} \\ \frac{\partial T}{\partial \Delta(\Delta y_2)} &= \frac{2\Delta y_1^2 (a + \Delta x) - 2\Delta x \Delta y \Delta y_1}{(\Delta y \Delta y_2 - 2\Delta y \Delta y_1 + \Delta y_1 \Delta y_2)^2 \sin^2 \alpha} \\ \frac{\partial T}{\partial \Delta(\Delta y)} &= \frac{\Delta y \Delta y_1 (6\Delta x + 4a) - 4\Delta y_1^2 (a + \Delta x) - \Delta y_2^2 (a + 2\Delta x)}{(\Delta y \Delta y_2 - 2\Delta y \Delta y_1 + \Delta y_1 \Delta y_2)^2 \sin^2 \alpha} \end{aligned}$$