

针孔透射式光栅光谱仪衍射效率的理论模拟

李跃林 白文安 陈时胜 徐至展
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文介绍了最新建立的针孔式透射光栅光谱仪的性质,对其衍射效率进行了理论模拟和分析,并利用有关实验数据计算了光栅的重要结构参数。

关键词: X 射线激光,激光等离子体,软 X 射线光谱。

一、引 言

透射式光栅是近年来新发展起来的极紫外和软 X 射线光谱范围的色散元件^[1~5]。无支撑透射光栅的研制成功^[1],大大提高了其衍射效率,使之得以更广泛地应用于各领域的光谱测量;尤其是在惯性约束激光核聚变和 X 射线激光的实验研究中,世界各大实验室都用它进行过光谱诊断实验^[6~11]。

为将透射光栅谱仪有效地应用于实验数据的定量分析,必须对其性质,尤其是衍射效率有全面的了解。本文报告了我们最新建立的针孔透射式光栅光谱仪的性质,对其衍射效率进行了理论模拟,并利用有关实验的数据计算了光栅的重要结构参数;最后还介绍了有关的实验布局和初步物理结果。

二、针孔透射式光栅光谱仪(PTGS)

我们的透射光栅是由离子束刻蚀金箔成自由支撑状而成^[9],外形及结构见图1。光栅周期 $d=1\mu\text{m}$,透光处与光栅周期之比 $a/d=0.35\sim 0.45$,厚度 $z=0.2\sim 0.3\mu\text{m}$,针孔直径 $W=25\mu\text{m}, 50\mu\text{m}$ 。

如图2所示。透射光栅的衍射满足布拉格条件:

$$d \sin \theta = m\lambda_0 \quad (1)$$

在理论上,当 $m=1$ 时,摄谱范围为 $0 < \lambda \leq d$ 。实际上,对具体光谱仪说来,最大波长 λ_{max} 要同时受到接收元件的线度和灵敏度的限制;迄今为止,我们尚未观察到 100\AA 以上的谱线,只观察到 $\lambda=56\text{\AA}$ 谱线的4级谱。摄谱下限 λ_{min} 则受到光栅的光谱分辨率[见下面(2)式]和光栅条纹物质及其厚度的影响;后者是因为波长足够短时,光栅条纹变得完全透明而丧失色散能力。我们曾测得的最短波长为 $\text{Al-L}(8\text{\AA})$ 。

收稿日期: 1988年9月3日;收到修改稿日期: 1988年11月7日

谱仪的光谱分辨率主要受到光源线度的影响,根据图 2 的几何光学考虑,可得:

$$\Delta\lambda_s = (d/mL)S(\lambda)。 \quad (2)$$

$S(\lambda)$ 为光源尺度; 通常情况下, $S(\lambda) \sim 100 \mu\text{m}$, $L \sim 10 \text{cm}$, 当 $m=1$ 时, $\Delta\lambda_s \leq 10 \text{\AA}$ 。在这样的分辨率下, 实际诊断中只能得到包含了众多谱线的谱带, 而不能看到分立的谱线。

针孔透射光栅的另一重要特性是具有垂直于光谱色散方向上的空间分辨能力, 即图 2 中的 ΔS :

$$\Delta S \leq W \frac{L+D}{D}。 \quad (3)$$

其中 W 为针孔直径。可见 ΔS 具有与 W 相当的数量级, 一般为几十埃。在色散方向上, 空间信息与光谱信息重叠, 造成(2)式中受光源线度影响的光谱分辨率 $\Delta\lambda_s$ 。

另外, 针孔透射光栅还有大接受角, 大活性范围^[1], 易于调试等优点。

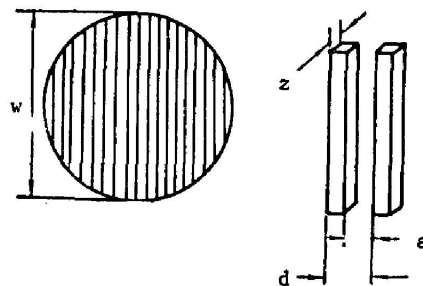


Fig. 1 Schematic feature and configuration of a transmission grating with a pinhole

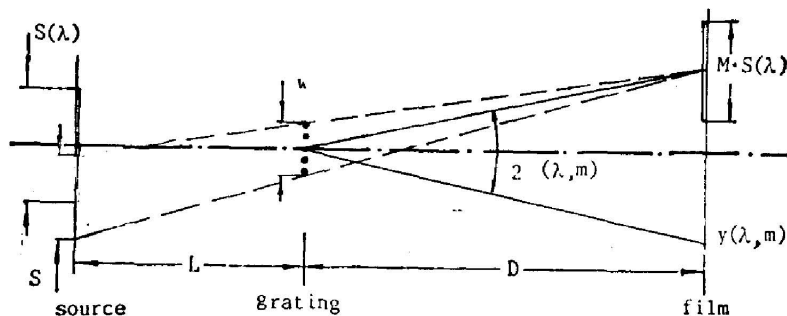


Fig. 2 Diffraction diagram of a PTG. Its spectral and spatial resolutions are shown here

三、光栅衍射效率

由于金的折射率对短波长射线很敏感^[12, 13], 使光栅效率随波长也有敏感的波动。除了实验上可以对其效率进行标定外, 理论上也有若干模型可用于模拟计算^[14~16]。本文采用了假设光栅条纹横截面为矩型的 Schnopper 公式^[15]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{I^{(m)}(q)}{I_0(q)} &= \left[\frac{\sin(Mm\pi)}{M \sin(m\pi)} \cdot \frac{\sin(m\pi a/d)}{m\pi} \right]^2 [1 - e^{-2qz} - 2e^{-qz} \cos(qz\delta)], \quad m \neq 0, \\ \frac{I^{(0)}(q)}{I_0(q)} &= (a/d)^2 + (1-a/d)^2 e^{-2qz} + 2(a/d)(1-a/d)e^{-qz} \cos(qz\delta)。 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中 I_0 和 $I^{(m)}$ 、 $I^{(0)}$ 分别为入射和衍射光谱; q 为入射光波数; $n = \bar{n} + ik$, $\delta = 1 - \bar{n}$, n 是金的复折射率; M 为光栅的刻纹数(文中取为 50, 对应于 $50 \mu\text{m}$ 的针孔)。

采用文献[13]中的金的光学常数, 我们就在光栅的设计和使用中所关心的一些重要参量进行了数值运算。有下述结果:

1. 在厚度 z 和入射光波长 λ 确定时, 除零级外, 各衍射级的效率随 a/d 的变化是对 $a/d=0.5$ 呈偶对称形; 在 $0 \leq a/d \leq 1$ 范围内, 有与衍射级次 m 相对应的最大值个数, $z \cdot l + 1$

个零值。图 3 画出了 $z=0.2\mu\text{m}$, $E=1\text{keV}$ 时, 光栅的 0~4 级衍射效率随 a/d 值的变化。

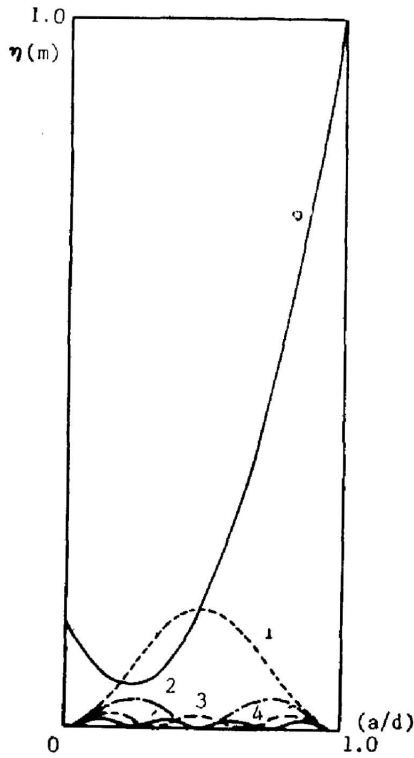


Fig. 3 PTG ($z=0.2\mu\text{m}$, $w=50\mu\text{m}$) efficiencies for 1 keV ray vary versus a/d . The numbers represent the diffraction orders

$a/d=0.5$ 时, 全部的偶次衍射都消失了, 而 3 级衍射又远小于 1 级, 这就为抑制色散中的叠级现象提供了一种可能的途径。零级效率随 a/d 的变化可这样认为: 当 $a/d=0$ 时, 光栅退化为平板, 只有部分未被完全吸收的光线形成了零级斑; 而 $a/d=1$ 时, 光线全部透过而形成零级斑。两种极端情况下都没有高级衍射。图中, 在 $a/d=0.4$ 附近, 1 级衍射强度还超过了零级。

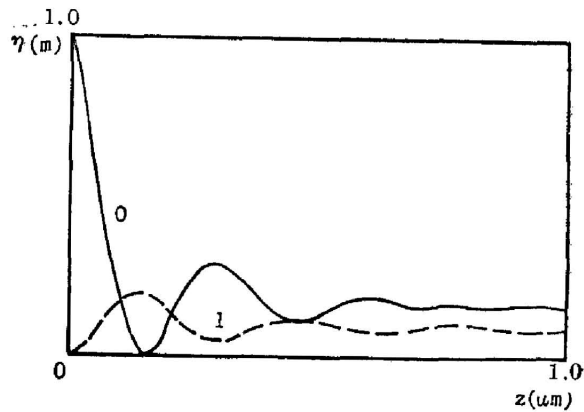


Fig. 4 Efficiencies of PTG ($a/d=0.4$, $w=50\mu\text{m}$) for 1 keV ray vary versus z , the thickness. The numbers represent the diffraction orders

2. 由(4)式可以看出, 在 a/d 和光能量确定时, 衍射效率随 z 的变化呈阻尼振荡形式,

且全部的高级衍射都与零级反相, 使得高级衍射效率超过零级成为可能。在图 4 中 ($a/d=0.4$, $E=1\text{keV}$) 衍射效率随厚度 z 的变化就在 $z=0.2\mu\text{m}$ 附近出现了一级效率高于零级的现象。

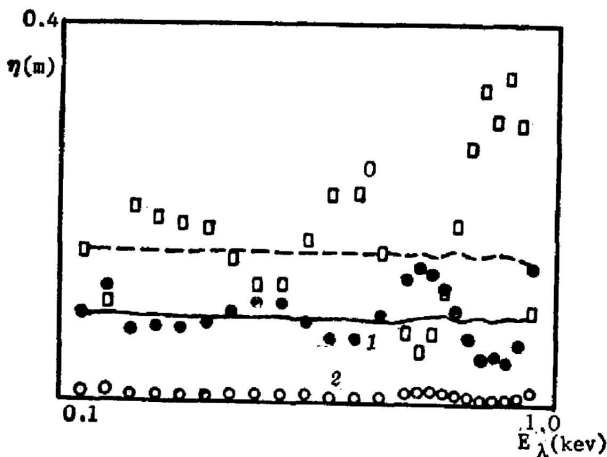


Fig. 5 A PTG ($z=0.2\mu\text{m}$, $a/d=0.4$, $w=50\mu\text{m}$) efficiencies vary versus incident ray energies. \square : 0th; \bullet : 1st; \circ : 2nd. The dashed and solid lines show another $0.8\mu\text{m}$ thick PTG's zeroth and first order efficiencies versus incident ray energies.

3. 图 5 是一厚度 $z=0.2\mu\text{m}$, $a/d=0.4$ 的光栅 0~2 级衍射效率对入射光能量的响应曲线。同样, 高级衍射与零级是反相的, 并在 1 keV 和 0.8 keV 两个波长范围出现了一级衍射强于零级的现象。图中所示的一级衍射, 已高于 10%, 在所有的 X 光色散元件中, 是最高的。图中还分别用实线和虚线画出了另一光栅 ($a/d=0.4$, $z=0.8\mu\text{m}$) 的 0 级和 1 级效率随入射光能量的变化。可

见 z 较小时, 效率曲线起伏大, 而 z 较大时, 曲线相应平滑一些。

图 3~5 中所示的一级衍射效率高于一级衍射效率的现象, 在国外和我们自己的实验中, 都出现过。

4. 刻纹数 M 的增加使衍射效率降低。

四、实验决定 a/d 和 z

由于光栅衍射效率严重依赖于 a/d 和 z , 则了解光栅的特性, 关键在于确定 a/d 、 z 的准确值。

由公式(4)可以得到如下的相对比值:

$$\frac{I^{(m)}(q)}{I^{(l)}(q)} = (m/l)^2 \left[\frac{\sin(l\pi a/d)}{\sin(m\pi a/d)} \right]^2, \quad m, l \neq 0, \quad (5)$$

$$\frac{I^{(l)}(q)}{I^{(0)}(q)} = \left[\frac{\sin(a/d)}{\pi} \right]^2 \frac{1 - e^{-2qzk} - 2e^{-qzk} \cos(qz\delta)}{(a/d)^2 + (1-a/d)^2 e^{-2qzk} + 2(a/d)(1-a/d)e^{-qzk} \cos(qz\delta)}. \quad (5')$$

这样, 在绝对效率 $I^{(l)}/I_0$ 和 $I^{(m)}/I_0$ 无法测量时, 只要测得 $I^{(l)}/I^{(m)}$ 的比值, 就可以由(5)式解出 a/d ; 而同样测得 $I^{(l)}/I^{(0)}$, 用求得的 a/d , 就可用(5')式解出 z 。这样做的条件是, 入射光有较好的单色性。

为此, 我们利用了胶片前加了厚度为 $0.5 \mu\text{m}$ 的铝膜滤片而得到的窄带 Cu-L 谱来进行计算。使用的胶片为新研制成功的 RXG 软 X 射线胶片, 并假设它对光强的响应有对数和线性两种情况。

这时, 在光谱图中 Cu-L(11 \AA) 谱的一级衍射明显强于 0 级(对 $50 \mu\text{m}$ 针孔光栅); 据此可认为入射光为准单色软 X 射线。表 1 是实验数据和计算结果。

Table 1 Experimental data and calculated structure parameters of the $\phi 50 \mu\text{m}$ pinhole transmission grating

film response	$I^{(1)}/I^{(0)}$	$I^{(2)}/I^{(1)}$	$I^{(3)}/I^{(2)}$	$I^{(4)}/I^{(3)}$	a/d	$z(\mu\text{m})$
logarithmic	1.937	0.051	0.445	0.842	0.406	0.207
linear	1.440	0.128	0.475	0.853	0.407	0.193

由于铝滤膜对高于和低于 11 \AA 的谱线的吸收是不完全的, 该结果只具有参考价值。对光栅性质的透彻了解, 有待于对光栅衍射效率的绝对标定。

五、有关实验及初步结果

实验是在上海光机所六路钹玻璃激光装置上进行的。激光波长 $1.06 \mu\text{m}$, 能量 $1 \sim 20 \text{ J}$, 脉宽 $200 \sim 400 \text{ ps}$; 激光束经聚焦后焦距直径 $\sim 100 \mu\text{m}$; 靶为镀在 SiO_2 上的铝、铜、金等薄膜平面靶。图 6 是 $50 \mu\text{m}$ 针孔光栅的典型光谱和各谱带的横向(空间)扫描曲线。实验的初步物理结果如下:

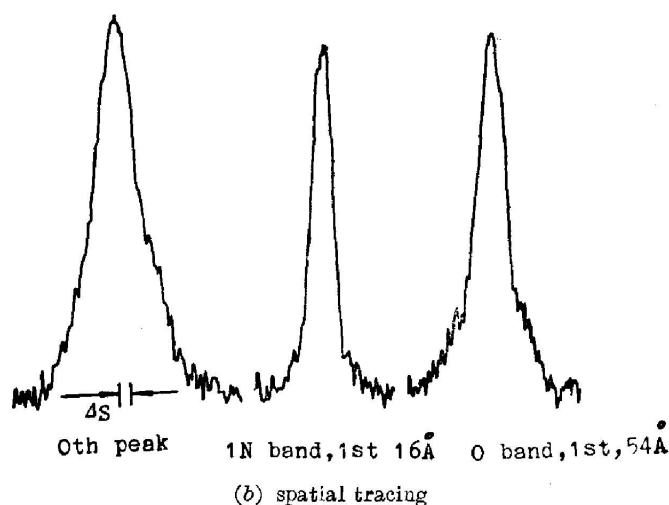
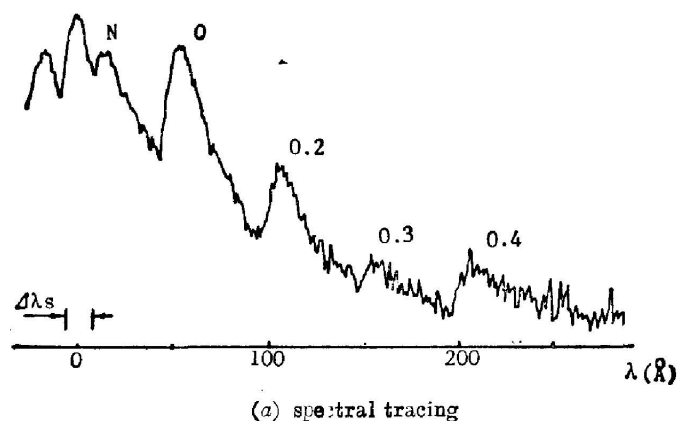


Fig. 6 A PTG ($w=50\mu\text{m}$) gold spectra. (a) spectral (b) spatial densital tracing. Laser energy is 7.0 J , $\theta=15^\circ$

1. 大致相同的激光能量下,轻元素软 X 射线集中在低 n 谱带;而重元素向高 n 谱带移动,且发射明显强于轻元素,说明重元素将激光能量转换为软 X 射线的发射的效率更高。

2. 从空间扫描来看,短波长谱带发射范围与激光光斑尺度相当,而长波长谱带范围要大一些。

3. 软 X 射线发射随激光能量增强而增强,且短波长谱带的增强比长波长谱带的变化要明显;说明激光能量的增强,主要提高了电子温度。

图 6 的光谱基本覆盖了主要的软 X 射线波段,并有足够的强度;空间扫描则可以提供第 2 点给出的信息。这些都证明了该谱仪的实用价值。

六、结 论

我们分析了针孔透射光栅的性质,计算了其衍射效率。从计算和有关实验来看,针孔透射光栅谱仪实用价值很高,必将在与软 X 射线光谱有关的领域内的实验研究中发挥重要作用。

参 考 文 献

- [1] J. H. Dijkstra, L. J. Lantwaard; *Opt. Commun.*, 1975, **15**, No. 2 (Oct), 300.
[2] H. Brauning *et al.*; *Appl. Opt.*, 1979, **18**, No. 20 (Oct), 3502.
[3] E. T. Arakawa, P. J. Caldwell; *Nucl. Instrum. & Meth.*, 1980, **172**, No. 1-2 (May), 293.
[4] A. M. Hawryluk *et al.*; *J. Vac. Sci. Tech.*, 1981, **19**, No. 4 (Nov/Dec), 897.
[5] R. M. Bionta; *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **51**, No. 10 (Sep), 725.
[6] K. Eidmann *et al.*; *Laser & Part. Beams*, 1986, **4**, Pt. 3-4 (Aug-Nov), 521.
[7] T. Mochizuki *et al.*; *Phys. Rev. A*, 1986, **33**, No. 1 (Jan), 525.
[8] G. D. Tsakiris *et al.*; *Europhys. Lett.*, 1986, **2**, No. 3 (Aug), 213.
[9] N. M. Ceglio *et al.*; *Appl. Opt.*, 1983, **22**, No. 2 (Jan), 318.
[10] D. L. Matthews *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **54**, No. 2 (Jan), 110.
[11] N. M. Ceglio *et al.*; *SPIE.*, 1986, **688**, 26.
[12] H. J. Hagemann; *J. Opt. Soc. Am.*, 1975, **65**, No. 6 (Jun), 742.
[13] R. Tatchyn, I. Lindu; *«Low Energy X-ray Diagnostics»*, (American Institute of Physics, New York, 1981), 323.
[14] N. M. Ceglio *et al.*; *Appl. Opt.*, 1982, **21**, No. 21 (Nov), 3953.
[15] H. W. Schnooper *et al.*; *Appl. Opt.*, 1977, **16**, No. 4 (Apr), 1038.
[16] H. Brauning *et al.*; *Appl. Opt.*, 1979, **18**, No. 3 (Feb), 368.

Theoretical simulations of diffraction efficiencies of a pinhole transmission grating spectrometer

LI YAOLIN, BAI WENAN, CHEN SHISHENG AND XU ZHIZAN
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 3 September 1988; revised 7 November 1988)

Abstract

Properties of our newly developed pinhole transmission grating spectrometer are discussed. Simulations and some detailed analysis of diffraction efficiencies of the grating have been carried out. Data of a corresponding experiment have been used to calculate some important structure parameters of the transmission grating.

Key words: X-ray laser; laser plasma; soft X-ray spectroscopy.