

X射线透射光栅谱仪用于激光等离子体辐射特性的研究 I. 实验基础

王晓方 A. Pachtmann* 徐志展 陈时胜 李跃林 钱爱娣 项惠珠

(中国科学院上海光机所, 201800)

提要: 成功地研制了一台用于激光等离子体软 X 射线(0.5~20 nm)辐射特性研究的针孔透射光栅谱仪(PTGS)。文中对 PTGS 的成像及衍射原理进行了分析,并给出了实验上确定光栅常数和计算真实发射谱的方法。

关键词: 针孔透射光栅, 软 X 射线

Laser plasma X-ray emission studies using an imaging transmission grating spectrometer. I. Principles and methods

Wang Xiaofang, A. Pachtman, Xu Zhizhan, Chen Shisheng,

Li Yaoling, Qian Aidi, Xiang Huizhu

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

Abstract: A PTGS (Pinhole Transmission Grating Spectrometer) has been developed successfully for laser plasma soft X-ray emission (0.5~20 nm) studies. Fundamental principles of imaging and dispersion of the key element PTG (Pinhole Transmission Grating) are presented in detail. Methods of determining the grating parameters and calculation of the real spectra are given.

Key words: PTG, soft X-rays

一、引 言

激光等离子体能有效地将所吸收的激光能量转换成 X 射线,尤其是软 X 射线 (<5 keV)^[1]。由于 X 射线发射直接取决于等离子体内原子结构和等离子体的动力学过程^[2],因此对辐射特性的正确认识不但有助于了解高温高密度凝聚态物质的能量输运和平衡机制,而且对于新型 X 光光源、XUV 激光、惯性约束聚变等应用都有重要意义^[3]。这就要求在实验中能具备对激光等离子体 X 射线辐射特性进行全面深入研究的诊断仪器。

透射光栅(TG)因其优良的特性成为激光等离子体软 X 射线发射研究中最有效的工具之一。和晶体谱仪、掠入射光栅谱仪相比,它具有更宽的光谱范围,特别是它在实验操作上克服了准直调节的困难^[4]。在辐射绝对强度测量方面,TG 比真空光二极管具有更高的光谱分辨能力,

收稿日期: 1989年9月8日。

* 中国科学院上海光机所激光等离子体物理研究室博士后研究人员。

而且也不象后者那样强烈依赖于光阴极的响应特性^[5]。TG 还由于其高衍射效率和容易操作的特点便于同其它仪器(如测辐射热计、条纹相机等)联接使用。迄今,国外利用 TG 和条纹相机在激光等离子体动力学过程、X 射线激光研究中取得了很多有意义的结果^[6]。

国内,我们成功地研制了一台具有空间和光谱分辨能力的针孔透射光栅谱仪,并利用它在激光等离子体物理研究中得到了一些有价值的结果。本文从原理上分析了针孔透射光栅的成像和衍射性质,根据光栅衍射的特点给出了实验上确定光栅常数和获取真实光谱的方法。

二、针孔透射光栅(PTG)工作原理

我们使用的透射光栅是由西德 Heidenhain 公司制作的无支撑型针孔透射光栅^[7],材料为金。光栅线周期为 $1\mu\text{m}$, 针孔直径 ϕ 分别为 $25\mu\text{m}$ 和 $50\mu\text{m}$ 。两个光栅刻制在同一张金箔上,如图 1(a)。图 1(b)、(c) 分别是这两个光栅的电子显微照片。从图上可以看到光栅中细丝阵列的排布非常均匀。

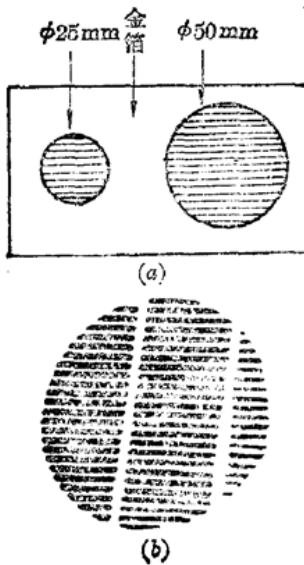


图 1 (a) PTG 示意图; (b)、(c) 分别是 $\phi 25\mu\text{m}$ 和 $\phi 50\mu\text{m}$ PTG 放大 1500 倍的电子显微照片

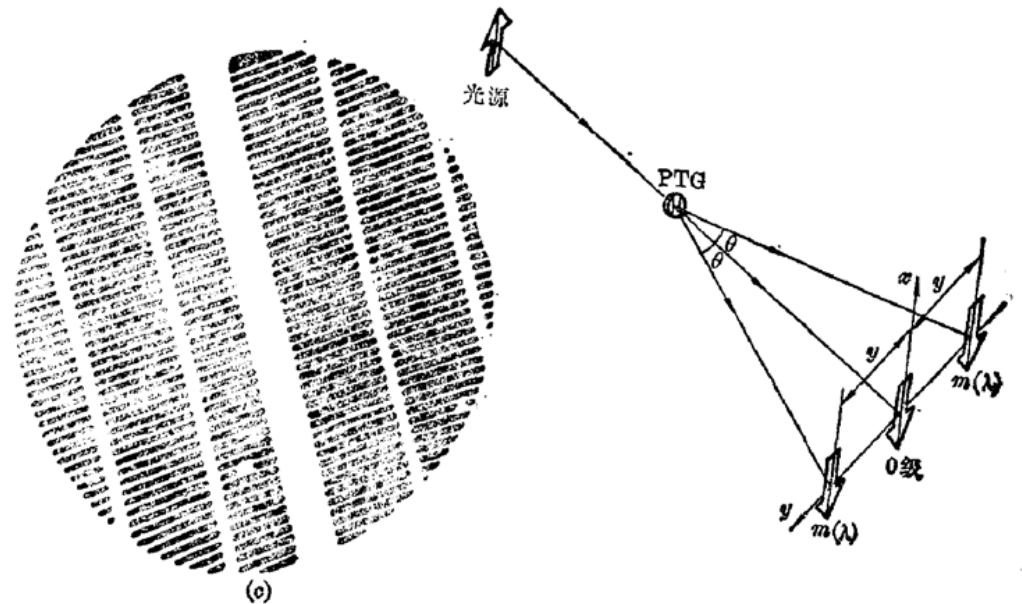


图 2 PTG 衍射成像原理图

2.1 光谱分辨能力

PTG 的衍射成像原理如图 2 所示。在像平面上沿垂直光栅细丝排列方向由于光栅的衍射效应给出光谱信息,沿平行方向(X)则由于针孔成像给出光源的一维空间分布。与一般光学光栅类似,PTG 的零级具有一定的二维空间分辨能力。

光栅的色散由光栅方程

$$d \sin \theta = m\lambda \quad (\text{正入射}) \tag{1}$$

所决定。 d 是光栅线周期, m 是衍射级次, λ 是相应波长。由此可得到光栅的摄谱范围: $\lambda < d$ 。但实际上光源的源大小限制了最短波长(见(3)式),而在长波段则受到接收灵敏度和金反常色散造成的衍射效率起伏等影响,光栅的实际摄谱范围有所减小。根据光栅方程还可获得色散关系。在小角度近似下 $\sin \theta = y/L$, y 是从零级中心到所考虑点的距离, L 为光栅到像平面的垂

直距离。结合方程(1), 得到一级 ($m=1$) 线色散为

$$dy/d\lambda = L/d \quad (2)$$

光栅的光谱分辨本领受衍射效应和光源的源尺度两方面限制。设沿衍射方向光源宽度为 S_{\perp} , 则它在像平面上的几何成像宽度为 AS_{\perp} 。 $A(=L/D)$ 是像的放大率。结合(2), 得到由源所限制的光谱分辨为

$$\Delta\lambda_s = (dy/d\lambda)^{-1} AS_{\perp} \quad (3)$$

另一方面, 光栅有限线条数造成衍射分辨极限。由文献[8]得到衍射分辨极限:

$$\Delta\lambda_d = \lambda/M \quad (4)$$

其中 M 是光栅细丝的线条数。对于我们所使用的 $\phi 25 \mu\text{m}$ 和 $\phi 50 \mu\text{m}$ 两个光栅, M 分别为 25 和 50。

2.2 空间分辨能力

PTG 的针孔成像原理如图 3 所示。沿空间分辨方向像的宽度为

$$S' = AS + (1+A)\phi \quad (5)$$

式中第一项是小孔成像产生的, 第二项是考虑到针孔的有限大小的贡献。空间分辨能力定义为从像上一点所“看到”的光源的区域。利用图 3 的几何关系可得到空间分辨能力 ΔS 为

$$\Delta S = (A^{-1}+1)\phi \quad (6)$$

2.3 光栅衍射效率和光谱绝对强度计算

光栅衍射效率的理论采用 H. W. Schnopper 等人发展的简单而实用的矩形模型^[9], 即把光栅中细丝的截面近似成矩形, 如图 4 所示。根据这一模型, 光栅的零级 ($m=0$) 衍射效率 η_0 为

$$\eta_0 = N^{(0)}/N_0 = (a/d)^2 + (1-a/d)^2 \exp(-2qZk) + 2(a/d)(1-a/d) \exp(-qZk) \cos(qZ\delta) \quad (7)$$

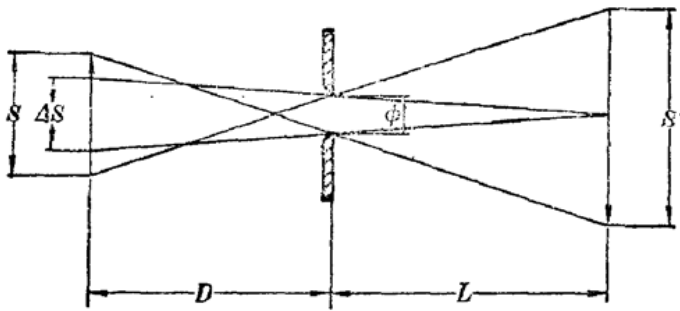


图 3 PTG 针孔成像示意图

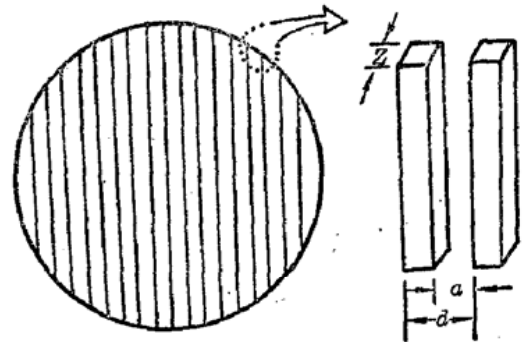


图 4 PTG 细丝矩形模型示意图

m 级 ($m \neq 0$) 衍射效率 η_m 为

$$\eta_m = \frac{N^{(m)}}{N_0} = \left[\frac{\sin(Mm\pi)}{M \sin(m\pi)} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{a}{d} m \pi\right)}{m \pi} \right]^2 T = A_m T \quad (8)$$

其中 T 的表达式为

$$T = 1 + \exp(-2qZk) - 2 \exp(-qZk) \cos(qZ\delta) \quad (9)$$

它是考虑到光栅细丝对 X 射线的吸收效应而产生的, 称为相移因子。(7)~(9)式各参量的意义与文献[9]相同。从上面的表达式可注意到, 光栅的衍射效率取决于光栅的基本参数 a/d 和

Z 。其次,从(8)、(9)式可以发现衍射效率随波长($2\sigma/q$)的变化特性由相移因子 T 所决定。

实际工作中,为获得绝对强度测量须知道光栅的衍射效率。由(8)式可得到,对于不同衍射级次 m, n 有

$$\frac{\eta_m}{\eta_n} = \frac{n^2 \left[\sin\left(\frac{\alpha}{d} m\pi\right) \right]^2}{m^2 \left[\sin\left(\frac{\alpha}{d} n\pi\right) \right]^2} \quad (10)$$

由(7)和(8)式可得

$$\frac{\eta_m}{\eta_0} = \frac{\left[\frac{\sin\left(\frac{\alpha}{d} m\pi\right)}{m\pi} \right]^2 [1 + \exp(-2qZk) - 2\exp(-qZk)\cos(qZ\delta)]}{\left(\frac{\alpha}{d}\right)^2 + \left(1 - \frac{\alpha}{d}\right)\exp(-2qZk) + 2\left(\frac{\alpha}{d}\right)\left(1 - \frac{\alpha}{d}\right)\exp(-qZk)\cos(qZ\delta)} \quad (11)$$

(10)、(11)式给出了实验确定光栅参数的方法。如果我们借助单色 X 光光源测得了衍射级次比 $\eta_m/\eta_n (m, n \neq 0)$, 则由(10)式可求得光栅的结构参数 α/d ; 而由 η_m/η_0 则可求出参数 Z 。 α/d 和 Z 一旦被确定, 则由(7)~(9)就可定出任一波长对应的衍射效率。已知衍射效率, 再根据光栅的衍射特性即可求解 X 光发射的绝对强度。

设源上 X 光发射的单色亮度(沿谱仪观测方向)为 B_λ 。它与像平面处光强 $F_\lambda(x_0, y_0)$ 的对应关系^[10]为

$$\iint F_\lambda(x_0, y_0) dX_0 dY_0 = (1-f)B_\lambda t(\pi/D^2)(\phi/2)^2 \quad (12)$$

式中 t 为积分时间, f 是光栅中细丝支架对入射光的阻挡率(对于无支撑型, f 可取为一常数^[10])。积分区域为光源在像平面上的零级像面积。参量 $F_\lambda(x_0, y_0)$ 通过下面的迭代法定出。

根据光栅衍射性质, 像平面上一点 (x_0, y) 记录的强度分布 $I(x_0, y)$ 和 $F_\lambda(x_0, y_0)$ 的关系为

$$I(x_0, y) = \int \left[\sum_{m>1} F_\lambda(x_0, y_0) A_m T \right] \delta(y-y_0) \cdot \lambda \frac{dy}{d\lambda} d\lambda \quad (13)$$

式中 δ 函数是考虑到波长 λ 和 y 间关系(遵从(1)式)而引入的。积分区域 $[(y-y_{00}/2)(d\lambda/dy), (y+y_{00}/2)(d\lambda/dy)]$, y_{00} 为色散方向零级像的有效宽度。设零级区域 $F_\lambda(x_0, y_0)$ 近似为一常数, 则由(13)式得到

$$I(x_0, y) = \Delta\lambda \left[\sum_{m>1} F_\lambda(x_0, y_0) A_m T \right] \quad (14)$$

其中 $\Delta\lambda = y_{00}(d\lambda/dy)^{-1} \approx AS_\perp(d\lambda/dy)^{-1} = \Delta\lambda_s$, 即 PTG 的光谱分辨本领。从(14)式变换得到

$$F_\lambda(x_0, y_0) = \frac{1}{A_1 T} \left[I(x_0, y) / \Delta\lambda_s - \sum_{m>2} F_\lambda(x_0, y_0) A_m T \right] \quad (15)$$

通过逐级迭代求解, 则可求得 $F_\lambda(x_0, y_0)$ 。再由(12)式, 我们就可获得单色亮度 B_λ 。文献[5]利用类似方法所得结果与测辐射热计的绝对测量结果相比, 误差在 25% 以内。证实该方法的可靠性。

如果知道了 X 光发射的角分布 $g(\Omega)$ (可通过 PTGS 或其它仪器沿不同观测角度测出), 还可进一步求得光源处 X 光发射的单色功率 E_λ ,

$$E_{\lambda} = \int B_{\lambda} g(\Omega) d\Omega \quad (16)$$

与发射的总功率 E

$$E = \int E_{\lambda} d\lambda \quad (17)$$

由此可求得 X 光的转换效率 η :

$$\eta = (1/E_L) \int E dt \approx Et/E_L \quad (18)$$

E_L 为入射激光能量

参 考 文 献

- 1 T. Mochizuki *et al.*, *Phys. Rev. A*, **33**, 525 (1986)
- 2 D. Duston, J. Davis, *Phys. Rev. A*, **23**, 2602 (1981); A. V. Vigogradov, V. N. Shlyapisev, *Sov. J. Quant. Electr.*, **17**(1), 1(1987)
- 3 J. A. Cobble *et al.*, *Phys. Rev. A.*, **39**, 454 (1989); G. Kuhnle *et al.*, *Appl. Phys. B*, **47**, 361 (1988); D. L. Matthews *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54** 110 (1985); W. C. Mead *et al.*, *Phys. Fluids*, **27**, 1302 (1984)
- 4 N. M. Ceglio *et al.*, AIP Proceedings Conference No. 75, American Institute of Physics, 1981, ed. by D. T. Attwood and B. L. Henke, 290
- 5 K. Eidman, T. Kishimoto, *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 377 (1986)
- 6 N. M. Ceglio *et al.*, *Appl. Opt.*, **22**, 318 (1983); N. M. Ceglio, H. Meddecki, SPIE, **688**, 26 (1986)
- 7 Dr. Johannes Heidenhain GMBH, D-8225, FRG; T. Kishimoto, MPQ Report, **MPQ108' 41**(1985)
- 8 M. Born, E. Wolf, *Principle of Optics*, 2nd ed., Pergaman Press, 1964, 406
- 9 H. W. Schnopper, *et al.*, *Appl. Opt.*, **16**, 1088 (1981)
- 10 R. Pakula, *MPQ Report*, **MPQ95**, 122 (1985)

(上接第 419 页)

的 3.2~5.5W 激光辐照条件下 SOM 样品 Si 层发生熔化再结晶, 而 SiO₂ 层不会熔化破坏, 保持了电绝缘性能。而过低的激光功率 (<3W) 不能使整个 Si 层熔化再结晶, 而太大的激光功率可能导致 SiO₂ 层熔化破坏。

参 考 文 献

- 1 林成鲁 *et al.*, 中国激光, **12**(12), 722(1985)
- 2 Xing Kunshen *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **B37/38**, 741(1989)
- 3 Th. Englert *et al.*, *Solid State Electr.*, **23**, 31(1980)
- 4 Y. I. Nissim *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **51**, 274(1980)
- 5 W. B. Joyce *Solid State Electr.*, **18**, 321(1975)
- 6 G. Yaron *et al.*, *IEEE Trans.*, **ED-27**, 964(1980)