

透射光栅谱仪衍射成像特性的理论模拟*

邓 健 钟方川 覃 岭 张正泉 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研究实验室, 上海 201800)

摘 要 应用部分相干光衍射理论, 研究了透射光栅仪对单位振幅的单色扩展光源和连续谱扩展光源的衍射特性, 给出了成像面上的光强分布表达式, 并数值模拟了该谱仪对黑体辐射连续谱扩展光源的接收成像。

关键词 透射光栅谱仪, 光栅单色响应灵敏度, 部分相干衍射理论。

1 引 言

软 X 射线透射光栅光谱仪使用灵活, 调整方便, 广泛用于激光等离子体在 X 射线波段内发射特性的光谱诊断, 是一种十分重要的测量仪器。在间接驱动惯性约束聚变辐射加热实验中, 利用透射光栅光谱仪(并结合空间成像和时间分辨探测器)完成的光谱法^[1, 2]和利用 Dante 谱仪完成的激波法^[3, 4], 皆成为辐射温度测量的两种主流方法; 进而由辐射温度推知腔靶中辐射加热的时间特性、X 射线转换效率、腔壁的再发射系数和反射率等重要信息, 深化对辐射输运细致过程的研究。

简而言之, 用光谱法测量辐射温度, 就是将实验获得的透射光栅光谱, 反解还原得到腔靶壁元发射光谱的真实谱分布, 再用斯特藩-玻尔兹曼定律转推辐射温度。可见, 上述透射光栅真实谱还原技术是光谱法测量辐射温度的核心。因此, 了解透射光栅的衍射成像特性, 特别是光栅成像面的光强分布与软 X 射线源的空间和光谱特性之间的定量关系式, 是开展透射光栅真实谱还原技术的出发点和基础。尽管国内较早开展了透射光栅求解激光等离子体 X 射线发射的真实谱还原研究^[5, 6], 但对软 X 射线透射光栅的衍射成像的描述仍是唯象和半定量的。本文在理论上完备了透射光栅的衍射成像的解析表达式, 并最终应用于间接驱动惯性约束聚变的辐射温度测量。

本文首先简要地介绍了研制的带前置集光成像系统的大面积透射光栅谱仪, 理论讨论和数据模拟都是以该谱仪为对象进行的; 其次, 考虑了等离子体软 X 射线光源的光强在空间和光谱上的分布, 给出了光谱仪成像面上的衍射光谱与前者的详细关系式。最后, 对光谱仪的衍射成像进行了数值模拟。

* 国家科委 863 高科技项目资助。

收稿日期: 1999-02-05; 收到修改稿日期: 1999-04-15

2 大面积透射光栅谱仪简述

研制的大面积透射光栅谱仪^[7]如图 1 所示。透射光栅谱仪由轮胎镜、高效大面积透射光

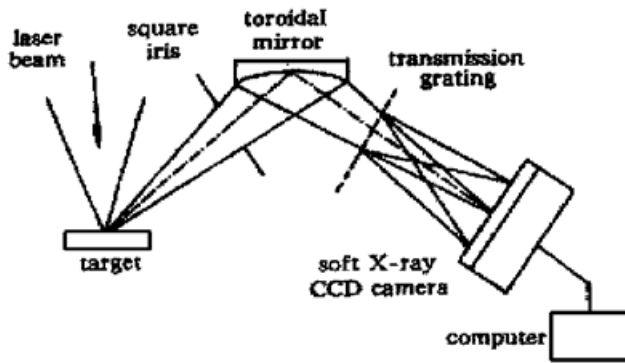


Fig. 1 X-ray transmission grating spectrograph schematically represented here, viewing a laser-irradiated Al target. The toroidal mirror acts as the collecting optics, and the free-standing X-ray transmission grating is coupled with the soft X-ray CCD camera

栅和软 X 光 CCD 相机等组成。轮胎镜作 X 射线的集光/成像元件,收集的 X 光经大面积光栅衍射后,衍射光谱由敏感面位于轮胎镜成像面上的软 X 光 CCD 相机接收。该谱仪的一个重要特点是实现了对 X 光源点对点成像,不但没有像散,同时使谱仪沿垂直于色散方向具有一维空间分辨能力,且该谱仪的收集立体角远大于针孔透射光栅谱仪。采用高栅线密度透射光栅(1000 l/mm 和 5000 l/mm)提高了谱仪的光谱分辨率。软 X 光 CCD 相机作为记录器件提高了物理实验的重复性,方便了实验数据的处理。谱仪的综合结构参数和性能指标如表 1 所示。

Table 1. Parameters of the transmission grating spectrograph with toroidal mirror imaging optics

distance between the plasma source and the toroidal mirror	z_1 , 516 mm
distance between the toroidal mirror and the detecting plane	z_2 , 286 mm
size of the toroidal mirror	55 mm × 30 mm
curvature radii of the toroidal mirror	R_1 , 5565 mm, R_2 , 24.43 mm
collecting solid angle of the toroidal mirror	7.45×10^{-5} sr
magnification,	0.55
grazing incident angle to the toroidal mirror	86.2°
distance between the grating and the detecting plane	z , 250 mm
density and aperture of the transmission grating	5000 l/mm, 4.1 mm × 10 mm 1000 l/mm, 1 mm × 4 mm
soft X-ray CCD camera	Princeton Instruments Inc., SX-TE/CCD-1024SB
wavelength range	0.5~ 15 nm (for 5000 l/mm grating) 0.5~ 75 nm (for 1000 l/mm grating)
spectral resolution	0.05 nm (for 5000 l/mm grating) 0.25 nm (for 1000 l/mm grating)

3 成像面上的 X 衍射分布

光谱仪的 X 光成像性质和成像面上的 X 光强度分布的解析表达式是理论分析光谱仪的效率和接收灵敏度的基础,也是完成光谱仪衍射效率的绝对标定和透射光栅光谱还原技术的基础;它不仅可应用于对于激光等离子体 X 光源的亮度的实验测量^[8],而且对透射光栅标定、用透射光栅求解 X 光源真实发射谱^[6],乃至测量惯性约束聚变辐射温度都有重要的意义^[1, 2]。

3.1 单色软 X 射线扩展光源

用部分相干光衍射理论对针孔透射光栅和带前置成像系统的大面积透射光栅的 X 光成像性质进行的分析表明^[9,10], 对于等离子体产生的相干度较差的 X 光, 成像面上光强分布都可表示为光栅单色光衍射分布函数(由光栅特性因子及谱仪的结构决定)与光源经轮胎镜在接收面上所成几何像(即源加宽)的卷积。考虑光谱仪对单位振幅的波长为 λ 的完全非相干单色扩展光源的接收和衍射成像。取软 X 射线光源面 (ξ, η) 上归一化光强分布函数为 $I_{\text{obj}}(\xi, \eta)$, 则像平面 (x, y) 上的衍射光强分布 $I(x, y)$ 为^[10]

$$I(x, y) = CDI_g(x, y) \otimes T(x, y; \lambda), \quad (1)$$

式中 C 和 D 分别为 X 光照亮光栅面的长度和宽度, $I_g(x, y)$ 和 $T(x, y; \lambda)$ 的意义将在下面给出。以上研究的是单位振幅平面光入射的情况; 更接近实际情况的是用辐射场亮度 B_λ (单位 $\text{W}/\text{cm}^2 \text{sr}$) 来衡量光源的发射强度; 其次, 将 X 射线源考虑为各自发出球面波的若干个面元的集合, 则上式中 X 光照亮的光栅面的面积 CD 由光谱仪对光源的收集立体角 $\Delta\Omega$ 代替。因此成像面上的光强分布为

$$I(x, y) = \Delta\Omega B_\lambda I_g(x, y) \otimes T(x, y; \lambda), \quad (2)$$

(1) 式、(2) 式中各项的物理意义如下:

$$I_g(x, y) = I(-x/M_t, -y/M_t) \quad (3)$$

为不计光栅衍射时, 物平面上光源光强分布 $I_{\text{obj}}(\xi, \eta)$ 通过轮胎镜反射成像(放大倍率为 M_t)后, 在像平面上的理想几何像; $T(x, y; \lambda)$ 为所定义的光栅的单色光衍射分布函数(假设 y 方向为色散方向),

$$T(x, y; \lambda) = \frac{CD}{\lambda^2 z^2} \text{sinc}^2(Cx/\lambda z) \left[\frac{\sin(\pi Mdy/\lambda z)}{M \sin(\pi dy/\lambda z)} \right]^2 \times \left| \frac{d-a}{d} \exp[iq(\tilde{n}-1)] + \frac{a}{d} \exp(-i\pi dy/\lambda z) \text{sinc}(ay/\lambda z) \right|^2. \quad (4)$$

推导上式时考虑了金栅线的复折射率 \tilde{n} 对 X 光的衰减和相移; 并假设栅线截面为矩形, 厚度为 B , 宽度为 $(d-a)$, 栅线间距为 d ; $M = D/d$ 为照亮的栅线数目。 $T(x, y; \lambda)$ 实质上是单位振幅的完全相干的单色平面波入射光栅时, 光栅后距离为 z 处的光强分布。

(4) 式中右边 $[\dots]^2$ 项为干涉因子; 对于软 X 射线入射, 以上光栅像平面上的光强表达式可进行简化。干涉因子 $\{\sin(\pi Mdy/\lambda z)/[M \sin(\pi dy/\lambda z)]\}^2$ 的分母决定了各级干涉极大的位置, 即光栅方程 $dy_m = m\lambda z$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 。若取 $\beta = z/d$ 为光栅一级谱的线色散, 则各级极大之间的距离为 $\delta y = \beta\lambda = (\lambda z/d)$ 。为下文推导方便, 光栅方程可另写为

$$y_m = m\beta\lambda. \quad (5)$$

干涉因子的分子部分决定了光栅衍射各级极大的轮廓, 各级极大的半宽度为 $(\Delta S)_{\text{interf}} = \lambda z/(Md) = \lambda z/D$ 。显然, 对于高线密度光栅, $D \gg d$, $\delta y \gg (\Delta S)_{\text{interf}}$ 成立, 所以在各级极大的包络内, $M \sin(\pi dy/\lambda z) \approx (\pi Dy/\lambda z)$, 结合光栅方程(5)式, 并忽略负级次衍射, 干涉因子又可表示为

$$\left[\frac{\sin(\pi Mdy/\lambda z)}{M \sin(\pi dy/\lambda z)} \right]^2 = \sum_{m=0}^{\infty} \text{sinc}^2 \left[\frac{D}{\lambda z} (y - m\beta\lambda) \right]. \quad (6)$$

以上略去了各级干涉极大之间的次极大; 对于高线密度光栅, 这是相当精确的。

此时, (4) 式中 $[\dots]^2$ 项为衍射因子, 其半宽度可估计为 $(\Delta S)_{\text{interf}} = \lambda z/a \approx \lambda z/(d-a)$;

由于 $(\Delta S)_{\text{diff}} \gg (\Delta S)_{\text{interf}}$, 在各级极大的轮廓内, 可将衍射因子表达式中取 $y \rightarrow y_m$, 并将衍射因子记为 $t_m(\lambda)$, 考虑到金栅线的复折射率 $\tilde{n} = (1 - \delta) + i\kappa$, 得到

$$t_m(\lambda) = \begin{cases} \left[\left(\frac{a}{d} \right)^2 + \left[1 - \frac{a}{d} \right]^2 \exp(-2qB\kappa) + 2 \left[\frac{a}{d} \right] \left[1 - \frac{a}{d} \right] \exp(-qB\kappa) \cos(qB\delta) \right], & m = 0 \\ \left[\frac{a}{d} \operatorname{sinc} \left[\frac{a}{d} \right] \right]^2 [1 + \exp(-2qB\kappa) - 2 \exp(-qB\kappa) \cos(qB\delta)], & m \neq 0 \end{cases} \quad (7)$$

综合(4)式、(6)式、(7)式, 光栅单色光衍射分布函数又可表示为

$$T(x, y; \lambda) = \frac{C}{\lambda z} \operatorname{sinc}^2 \left(C \frac{x}{\lambda z} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{D}{\lambda z} \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{D}{\lambda z} (y - m\beta\lambda) \right] t_m(\lambda). \quad (8a)$$

$I_g(x, y)$ 的线度是几十至上百微米的量级; 而(8a)式中的函数 $\frac{C}{\lambda z} \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{C}{\lambda z} x \right)$ 的宽度为 $\frac{\lambda z}{C}$, 远小于 $I_g(x, y)$ 的线度(以 $\lambda = 5 \text{ nm}$ 估算, $z = 250 \text{ mm}$, $C = 5 \text{ mm}$, $\frac{\lambda z}{C} = 0.25 \mu\text{m}$); 注意到

$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{C}{\lambda z} \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{C}{\lambda z} x \right) dx = 1$, 相对于 $I_g(x, y)$, $\frac{C}{\lambda z} \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{C}{\lambda z} x \right)$ 可近似看为是 $\delta(x)$ 函数, 从而(8a)式可简写为

$$T(x, y; \lambda) = \delta(x) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{D}{\lambda z} \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{D}{\lambda z} (y - m\beta\lambda) \right] t_m(\lambda). \quad (8b)$$

将(8b)式代入(3)式, 二重卷积结果可简化为在色散方向 y 的一重卷积

$$I(x, y) = \Delta\Omega B_\lambda I_g(x, y) \circledast \sum_{m=0}^{\infty} \frac{D}{\lambda z} \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{D}{\lambda z} (y - m\beta\lambda) \right] t_m(\lambda). \quad (9)$$

同理, 与 $I_g(x, y)$ 相比, $\frac{D}{\lambda z} \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{D}{\lambda z} (y - m\beta\lambda) \right]$ 也可近似看作 $\delta(y - m\beta\lambda)$ 函数, (9)式简化为

$$I(x, y) = \Delta\Omega B_\lambda \sum_{m=0}^{\infty} I_g(x, y - m\beta\lambda) t_m(\lambda). \quad (10)$$

本文推得的 $t_m(\lambda)$ 表达式与采用完全相干光夫琅和费衍射研究透射光栅衍射特性的文献^[11] 的结果是一致的。而(10)式以简洁的形式给出了像面上的衍射光强与光源光强的直接关系, 指出在成像平面上的各级谱的线型与扩展光源的强度分布函数一致, 各级谱线的相对强度由衍射因子 $t_m(\lambda)$ 决定。由(10)式出发可以进行透射光栅单色衍射效率标定工作。

由于光栅的单色光衍射分布函数仅在色散方向 y 上对像面上的光强分布有贡献, 为下文讨论方便, 忽略(8b)式内的 $\delta(x)$ 函数项, 光栅的单色光衍射分布函数可简写为

$$T(y; \lambda) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{D}{\lambda z} \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{D}{\lambda z} (y - m\beta\lambda) \right] t_m(\lambda). \quad (8c)$$

3.2 X 射线连续谱发射

以上研究的是单位振幅的单色光入射的情况。但实际情况必须考虑激光等离子体 X 射线发射的连续谱及其绝对强度。取 X 射线光源为朗伯辐射体, 并用光源的辐射亮度谱密度 $b(\lambda)$ [单位为 $\text{W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{sr})$] 来衡量其 X 射线发射的强度和谱分布; 假设各波长光谱的发射有相同的光强分布, 并仍取软 X 射线光源的归一化光强分布函数为 $I_{\text{obj}}(\xi, \eta)$, 成像面上的光强分布表达式应当是(9)式对整个光谱区的积分, 综合考虑(8c)式, 即

$$I(x, y) = \int_0^{\infty} b(\lambda) \Delta\Omega I_g(x, y) \circledast T(y; \lambda) d\lambda = \Delta\Omega I_g(x, y) \circledast T'(y), \quad (11)$$

式中 $T'(y)$ [单位为 $W/(cm^2 \cdot nm \cdot sr)$] 是对整个光谱区积分的光栅单色衍射分布函数, 即连续谱 $b(\lambda)$ 受单色光衍射分布函数 $T(y; \lambda)$ 调制的结果。可将其定义为光栅对连续谱的综合衍射分布函数

$$T'(y) = \int_0^{\infty} b(\lambda) T(y; \lambda) d\lambda = \int_0^{\frac{D}{\lambda z}} \text{sinc}^2 \left[\frac{Dy}{\lambda z} \right] b(\lambda) t_0(\lambda) \frac{D}{\lambda z} d\lambda + \sum_{m=1}^{\infty} \int_0^{\frac{m}{\delta\lambda}} \text{sinc}^2 \left[\frac{m\beta}{\delta\lambda} \left[\lambda - \frac{y}{m\beta} \right] \right] \frac{b(\lambda)}{m\beta} t_m(\lambda) d\lambda. \quad (12)$$

(12) 式中 $\delta\lambda = \lambda d/D$ 为折合到波长域的各级衍射极大的半宽度, 仍取近似

$$\frac{D}{\lambda z} \text{sinc}^2 \left[\frac{D}{\lambda z} x \right] = \delta(y),$$

$$\frac{m}{\delta\lambda} \text{sinc}^2 \left[\frac{m}{\delta\lambda} \left[\lambda - \frac{y}{m\beta} \right] \right] = \delta \left(\lambda - \frac{y}{m\beta} \right).$$

可得光栅对连续谱的综合衍射分布函数

$$T'(y) = \sum_{m=0}^{\infty} T'_m(y), \quad (13)$$

式中光栅对连续谱的零级谱和高级谱衍射分布函数为

$$T'_0(y) = \delta(y) \int_0^{\infty} b(\lambda) d\lambda, \quad (14)$$

$$T'_m(y) = \frac{b(y/m\beta)}{m\beta} t_m \left[\frac{y}{m\beta} \right]. \quad (15)$$

将 (14) 式、(15) 式代入 (11) 式, 则零级、一级和高级谱的光强为

$$I_0(x, y) = \Delta\Omega_g(x, y) \int_0^{\infty} b(\lambda) d\lambda, \quad (16)$$

$$I(x, y) = \Delta\Omega_g(x, y) \sum_{m=1}^{\infty} \frac{b(y/m\beta)}{m\beta} t_m(y/m\beta). \quad (17)$$

可见衍射光谱的零级处集中了 X 射线源的所有发射谱, 零级形状与 X 射线源强度分布完全一致, 这些都是不言自明的。(17) 式反映的是一级和高级谱的叠加效应, 在接收平面色散方向 $y = y_1$ 处不但有波长满足 $\lambda_1 = y_1/\beta$ 光谱的一级谱, 而且有 $\lambda_2 = y_1/2\beta$ 的二级谱和 $\lambda_3 = y_1/3\beta$ 的三级谱, 如此等等。(17) 式右边的分母 $m\beta$ 是各级衍射的线色散, 它表明各级谱是以各自的线色散作权重因子叠加的。

对于波长为 λ' 的单色光源, 其辐射亮度谱密度 $b(\lambda)$ 与辐射亮度 $B_{\lambda'}$ 的关系为 $b(\lambda) = B_{\lambda'} \delta(\lambda - \lambda')$, 并满足 $\int_0^{\infty} b(\lambda) d\lambda = B_{\lambda'}$ 。注意到 $b(y/m\beta) = m\beta B_{\lambda'} \delta(y - m\beta\lambda')$, 代入 (16) 式和 (17) 式, 不难得到与 (10) 式形式完全一样的表达式。

上述推导中没有考虑接收元件 (如软 X 光 CCD 相机、软 X 光胶片等) 对软 X 射线的单色响应灵敏度; 若接收元件的单色响应灵敏度为 $Q(\lambda)$, 并合理地认为接收元件对同一波长、不同衍射级次的 X 光的响应灵敏度是相同的, 则 (14) 式变为

$$I_0(x, y) = \Delta\Omega_g(x, y) \int_0^{\infty} b(\lambda) Q(\lambda) t_0(\lambda) d\lambda, \quad (18)$$

$$I(x, y) = \Delta\Omega I_g(x, y) \otimes \sum_{m=1}^{\infty} \frac{b(y/m\beta)}{m\beta} Q(y/m\beta) t_m(y/m\beta). \quad (19)$$

4 光栅衍射特性的数值模拟和讨论

由上面的分析可以看出, 本文对光源特性没有作过多的限制, 只要该光源的线度远大于每条谱线经透射光栅谱仪衍射后各级次的宽度, 上述近似都是有效的。所以本文的分析不仅限于高线密度透射光栅对 X 射线源的衍射成像, 对普遍的透射光栅衍射成像系统都是适用而有效的。

衍射因子 $t_m(\lambda)$ 是决定透射光栅衍射成像性质的重要参量, 它就是透射光栅的单色衍射效率, 并完全由光栅的结构因子(厚度 B , 栅线间距 d 以及占空比 a/d) 和材料的复折射率 \tilde{n} 所决定。所以一旦实验测得了 $t_m(\lambda)$ 随波长的变化曲线, 即掌握了透射光栅衍射成像特性。图2是计算得到的在1~15 nm 波长范围内 t_m 的变化曲线, 计算中取5000 l/mm 光栅, $B = 300$ nm, $a/d = 0.25$, 金栅线的复折射率 $\tilde{n} = (1 - \delta) + i\kappa$ 由文献[12]获得。由图2可看出, 各级单色衍射效率在11 nm 波长以下有较大的起伏, 在11 nm 波长以上趋于稳定。一级谱的单色衍射效率大致在0.1~0.6之间, 二级谱的单色衍射效率大致在0.02~0.04之间。与一、二级单色衍射效率相比, 三级及更高级次的衍射效率可以忽略不计, 因此在下面的模拟中只考虑光栅的一、二级单色衍射效率对光源衍射成像的贡献。

本文采用黑体辐射模型来近似激光等离子体的软 X 射线发射, 这不但是因为黑体辐射模型有简单的亮度谱密度的表达式, 而且在惯性约束聚变辐射加热实验中腔靶壁元的软 X 射线发射也近似是黑体辐射。图3是辐射温度 $T = 400$ eV 的等离子体光源的亮度谱密度随发射波长的曲线。

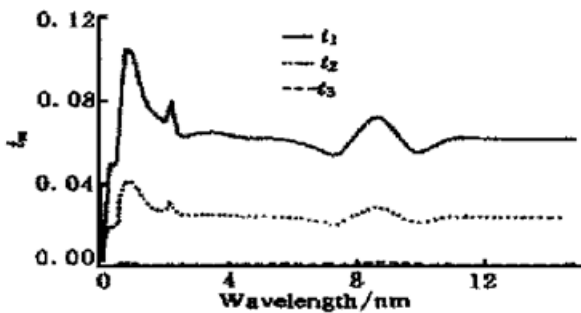


Fig. 2 Curve of t_m in the wavelength range of 0~15 nm calculated from Eq. (7)

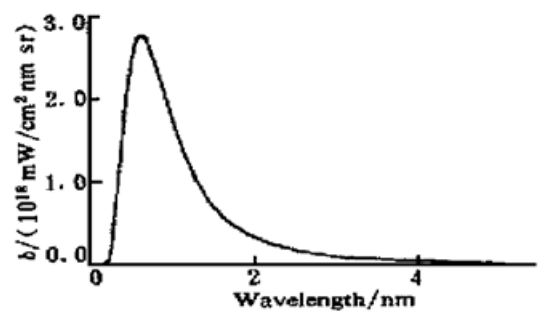


Fig. 3 Curve of the radiation brightness density with black body model in the wavelength range of 0~5 nm

5000 l/mm 的透射光栅对该连续谱光源的一、二级衍射分布函数 $T'_1(\lambda)$, $T'_2(\lambda)$ 和综合衍射分布函数 $T'(\lambda)$ 如图4所示, 光栅的结构参数同上, 注意图中曲线已按色散方程(5)折合到波长域。由于一、二级谱的叠加, 连续谱的综合衍射效率曲线在大于1 nm 的波长区较大地偏离连续谱的一级衍射效率曲线。

图5是根据(14)式计算得到的5000 l/mm 透射光栅谱仪成像平面上的衍射光强分布。其中取光谱仪的收集立体角为 $\Delta\Omega = 7.45 \times 10^{-5}$ sr, 光源面上的光强分布函数 $I_{\text{obj}}(\xi, \eta)$ 取为归一化二维高斯函数, 半宽度为30 μm 。如图5所示的衍射光强分布考虑了源加宽 $I_g(x, y)$ 的卷积的贡献, 因而其宽度较之图4所示的综合连续谱衍射效率曲线加宽了, 更加偏离连续谱的

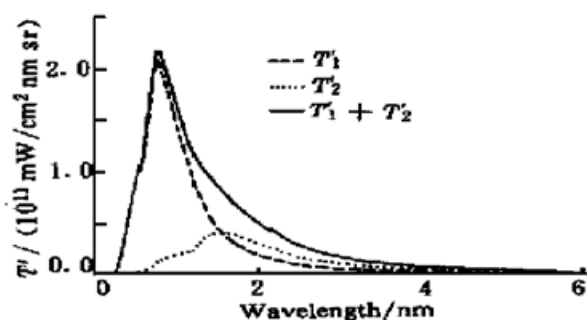


Fig. 4 Curve of the continuous spectral diffraction sensitivity of transmission grating for the black body radiation source in the wavelength range of 0~ 6 nm

一级衍射效率曲线(图4)。

综上所述, 本文用部分相干光衍射理论研究了透射光栅谱仪对单色和连续谱扩展光源的衍射特性, 给出了自洽的成像面上的光强分布与软 X 射线源的空间特性和光谱分布之间的定量关系式, 并数值模拟了该谱仪对黑体辐射连续谱扩展光源的接收成像。以上理论研究是开展透射光栅真实谱还原技术和光谱法测量惯性约束聚变辐射温度等实验研究的先导工作, 并为实验研究提供理论对比。

尤需指出的是, 普遍意义上的衍射光栅的光谱反演是一个较为复杂的课题, 国内对适用于可见光和红外波段的多缝光栅的衍射反演光谱的理论计算已进行了较为深入和系统的研究^[13,14]。由于软 X 射线波长(1~ 15 nm)比可见光短几十倍, 加之适用于软 X 射线波段的透射光栅的栅线密度(~ 1000 l/mm)很高, 使得在本文中研究光谱仪接收平面上的 X 光衍射光谱强度分布的推导过程得以简化, 这也将简化了衍射光谱的反演计算。

参 考 文 献

- [1] Eidmann K, Foldes I B, Lower T *et al.*. Asiatic heating of low- z foils by laser-generated X rays. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **52**(6) ·6703~ 6716
- [2] Nishimura H, Kato Y, Takabe H *et al.*. X-ray confinement in a gold cavity heated by 351-nm laser light. *Phys. Rev. (A)*, 1991, **44**(12) ·8328~ 8333
- [3] Kauffman R L, Suter L J, Darrow C B *et al.*. High temperatures in inertial confinement fusion radiation cavities heated with 0.35 μ m light. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**(17) ·2320~ 2324
- [4] Suter L J, Kauffman R L, Darrow C B *et al.*. Radiation drive in laser-heated hohlraums. *Phys. Plasmas*, 1995, **3**(5) ·2057~ 2062
- [5] 李跃林. 激光等离子体 X 射线光谱的理论和实践. 中国科学院上海光学精密机械研究所博士学位论文, 1990.
- [6] 张正泉, 侯先斌, 王晓方等. 针孔透射光栅用于等离子体辐射温度的测量. 中国激光, 1995, **A22**(12) ·909~ 912
- [7] 邓 健, 钟方川, 覃 岭等. 新型软 X 射线透射光栅光谱仪的研制. 光学学报, 1999, **19**(8) ·1114~ 1117
- [8] Bijkerk F, Louis E, Van Dorssen G E *et al.*. Absolute brightness of laser plasmas in the soft-X-ray emission band. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(1) ·82~ 88
- [9] 邓 健, 王晓方, 张正泉. 用部分相干光衍射理论研究光栅成像系统. 光学学报, 1997, **17**(4) ·465~ 471

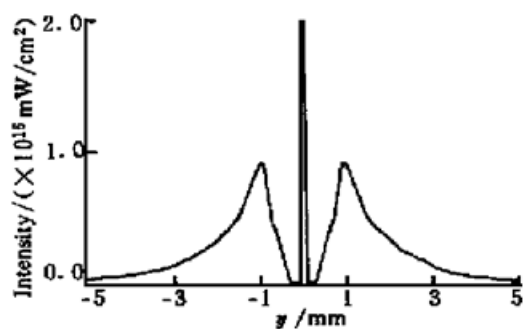


Fig. 5 Diffraction intensity distribution on imaging plane of transmission grating spectrograph calculated from Eq. (16) and (17)

- [10] 邓 健, 钟方川, 覃 岭等. 高效高分辨率大面积透射光栅谱仪特性的理论分析. 光学学报, 2000, **20**(5) ·647~ 653
- [11] Schnopper H W, Van Speybroeck L P, Delvaile J P *et al.*. Diffraction grating transmission efficiencies for XUV and soft X rays. *Appl. Opt.*, 1977, **64**(4) ·1088~ 1091
- [12] Palik E D. *Handbook of Optical Constants of Solid*. Orlando: Academic Press Inc., 1985. 290~ 291
- [13] 李春芳, 赵葆常. 多缝衍射反演光谱学的计算机实验研究. 光子学报, 1995, **24**(6) ·560~ 566
- [14] 李春芳, 赵葆常. 多缝衍射反演光谱学的稳定性理论研究——一种第一类 Fredholm 积分方程数值解之稳定性分析. 光子学报, 1996, **25**(1) ·58~ 62

Theoretical Simulation of Transmission Grating Spectrograph Diffraction Imaging

Deng Jian Zhong Fangchuan Qing Ling

ZHang Zhengquan Xu Zhizhan

(*Laboratory for High Intensity Optics,*

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

(Received 5 February 1999; revised 15 April 1999)

Abstract The partial coherent diffraction theory is applied to determine the diffraction characteristics of the transmission grating spectrograph(TGS). X-ray intensity distributions on the imaging plane of TGS are given in closed form for two types of sources. Imaging simulation of TGS for the source in black body model is also presented.

Key words transmission grating spectrograph, monochromatic sensitivity, partial coherent diffraction theory.