

激光与光电子学进展

极紫外波段等宽度单模狭缝波导线形波带片的
聚焦分析

陈文轩, 曹清*, 程长杰, 李潮越, 朱吉瑞, 毛亚星

上海大学理学院物理系, 上海 200444

摘要 随着加工技术的不断进步和对空间分辨率要求的不断提高, 线形波带片狭缝宽度越来越小。对于线形波带片上不同宽度的狭缝, 当均匀平面波入射时, 会激发一个或多个波导模, 从而导致模间色散和相位差。即便只有单模传输, 由于基模的有效折射率和狭缝宽度有关, 不同宽度的狭缝在出射端面处也将产生相位差。为了消除这些相位差, 设计等宽度单模狭缝波导线形波带片, 研究其在极紫外波段的聚焦效应, 并建立相应的高斯型远场解析模型。通过有限元软件的数值模拟, 确认了基模的高斯型模式场分布, 对基模的非涅耳衍射积分计算则进一步确认了远场解析模型的有效性。作为一个例子, 设计了一个等宽度单模狭缝波导线形波带片, 并计算了其在焦平面归一化的一维光场分布。

关键词 衍射; 线形波带片; 波导; 极紫外

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP231093

Focusing Analysis of Linear Zone Plate with Equal-Width Single-Mode
Slits Waveguide Working in Extreme Ultraviolet

Chen Wenxuan, Cao Qing*, Cheng Changjie, Li Chaoyue, Zhu Jirui, Mao Yaxing

Department of Physics, College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200444, China

Abstract With the development of processing technology and the increasing requirement of spatial resolution, the slit widths of linear zone plate have become increasingly small. For slits with different widths on the linear zone plate, the incident uniform plane wave can excite one or more waveguide modes, resulting in inter-mode dispersion and phase differences. Even if there is only single-mode transmission in the slits, the effective refractive index of the fundamental mode is related to the width of the slit, which leads to phase difference of slits with different widths at the exit. To eliminate these phase differences, we propose an equal-width single-mode slit waveguide linear zone plate, study its focusing effect in the extreme ultraviolet band, and establish the corresponding Gaussian far-field analytical model. Numerical simulations based on finite element software confirm the distribution of the Gaussian mode field of fundamental mode, and a calculation based on the Fresnel diffraction integral further confirms the validity of the far-field analytical model. As one example, we design an equal-width single-mode slit waveguide linear zone plate and calculate its normalized one-dimensional light field distribution in the focal plane.

Key words diffraction; linear zone plate; waveguide; extreme ultraviolet

1 引言

极紫外光的聚焦和成像在物理学中有许多应用^[1-4], 然而由于固体材料在该波段具有强烈的吸收, 传统的折射透镜无法工作。作为衍射元件的波带片则可用于该波段的聚焦, 由于波带片高效的聚焦能力和灵活的结构特性, 受到了科研人员的广泛关注^[5-9]。

2003年, Cao等^[10]提出了可产生尖锐高斯焦斑的改进型菲涅耳波带片。紧接着, Monsoriu等^[11]将非周期的斐波那契序列引入波带片, 可以用来产生沿光轴具有确定关系的两个焦点。Zhang^[12]将希腊阶梯序列引入波带片, 设计出轴向具有多个焦点的波带片。随后, Xia等提出了可以生成3个等强度的焦点的复合波带片^[13], 以及可以沿光轴产生4个等强度焦点的Cantor-

收稿日期: 2023-04-17; 修回日期: 2023-04-26; 录用日期: 2023-05-09; 网络首发日期: 2023-05-22

通信作者: *qcao@shu.edu.cn

Thue-Morse 波带片^[14]。此外,波带片也广泛地应用于光束整形^[15-17]、通信^[18-20]、生物医学^[21-22]、消色差^[23-24]等领域。

环形结构的菲涅耳波带片因优异的聚焦性能得到了广泛的应用,但在某些特定场景中使用其他形状的焦斑具有更好的效果。根据聚焦形状的不同,菲涅耳波带片还可以分为线形、正方形及其他多边形结构。其中线形波带片作为一维波带片,在显微成像^[25-26]和集成光学^[27-29]等领域具有广阔的应用场景,因简单的结构和实用的性能,受到越来越多研究者的关注。

近年来,随着微纳加工工艺的发展,线形波带片上的狭缝被制造得越来越小^[30-34]。当狭缝宽度小到一定程度,则需要考虑光在狭缝内的波导效应。由于传统的线形波带片各狭缝宽度不同,当均匀平面波入射时,狭缝中可能存在多个波导模式。由于不同模式间的传播常数不同,模间色散会发生。即便是各狭缝都为单模波导,不同狭缝间宽度的差异也会导致传播常数的不同,从而导致光场从不同宽度狭缝的入射端面到达出射端面时产生相位差异。在此情况下,当各狭缝的衍射光场到达焦线时,相位差不再是 2π 的整数倍,这不符合线形波带片的制造原理。

本文现在建议让线形波带片上各狭缝宽度相等,且限制其仅能容纳一个本征模式。当均匀平面波垂直照射线形波带片端面时,入射的光场相位相同,由于不同狭缝间单模波导的传播常数相同,处于出射端面的光场相位也相同,以此提升线形波带片的聚焦效果。本文将研究在极紫外波段的线形波带片狭缝内的波导效应,并基于非傍轴衍射理论建立等宽度单模狭缝波导线形波带片的远场解析模型。通过与菲涅耳衍射积分进行比较,验证了模型的准确性并给出了其适用范围。同时,在该模型的有效范围内设计了一个等宽度单模狭缝波导线形波带片,将其与传统线形波带片进行对比,分别计算了两种线形波带片在焦平面归一化

的一维光场分布。另外,针对衍射效率过低的问题,分别设计了具有 2 台阶和 4 台阶结构的等宽度单模狭缝波导线形波带片,并计算了相应的衍射效率。

2 等宽度单模狭缝波导线形波带片远场模型的建立

线形波带片的设计原理是:经各狭缝的光场到达焦线时,使它们的相位相差 2π 的整数倍,产生建设性干涉,进行聚焦。图 1(a) 是传统的线形波带片,其作用类似于柱面镜,可以用来产生线聚焦。随着对聚焦分辨率要求的提高,线形波带片最外侧狭缝的宽度越来越小,当狭缝宽度小到一定程度时,需要考虑光在线形波带片狭缝内的波导效应。当均匀平面波照射传统线形波带片狭缝时,会激发一个或多个导模。若用 xy 平面表示线形波带片光场的出射面,狭缝的出射光场 $U_{\text{out}}(x, l)$ ^[35] 可由导模 $U_m(x)$ 的叠加得到,表达式为

$$-U_{\text{out}}(x, l) = \sum_{m=0}^{M-1} c_m U_m(x) \exp(-j\beta_m l), \quad (1)$$

式中: λ 为入射光波长; $k = 2\pi/\lambda$ 为波数; l 表示线形波带片厚度; M 为模式场数目; 第 m 个模式的传播常数 $\beta_m = kn_{\text{eff},m}$, $n_{\text{eff},m}$ 表示第 m 个模式的有效折射率; c_m 为相应的导模和入射光场的重叠积分。

图 1(b) 为考虑波导效应的等宽度单模狭缝波导线形波带片,其由 N 对等宽度的狭缝组成,每条狭缝宽度为 $2a$, 线形波带片的总宽度为 $2A$ 。一方面,限制了狭缝宽度使每个狭缝仅能容纳一个本征模,这消除了模间色散;另一方面,由于基模的有效折射率和狭缝宽度有关,等宽度的狭缝则确保了各狭缝中单模波导传播常数相同,这消除了因狭缝宽度不同而导致的相位差。这样当均匀平面波垂直照射线形波带片端面时,入射的光场相位相同。由于消除了模间色散和相位差,出射端面的光场相位也相同,以此提升线形波带片的聚焦效果。

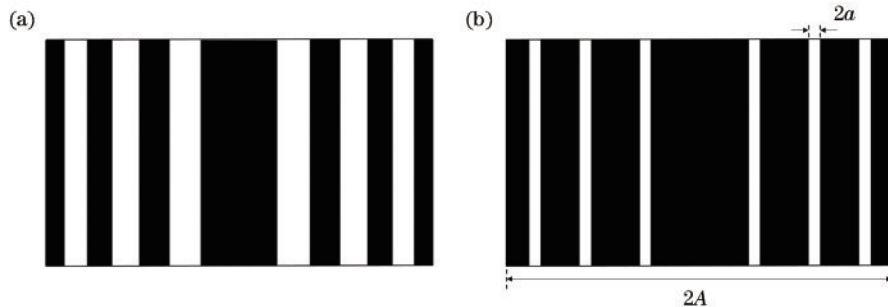


图 1 线形波带片示意图。(a) 传统线形波带片; (b) 等宽度单模狭缝波导线形波带片

Fig. 1 Schematic of linear zone plate. (a) Traditional linear zone plate (TLZP); (b) equal-width single-mode slit waveguide linear zone plate (ESSWLZP)

图 2 为等宽度单模狭缝波导线形波带片示意图,光场出射面位于 xy 平面,焦平面位于 XY 平面,焦距为 f ,线形波带片的狭缝分布关于 y 轴对称并在 y 方向无

限延伸。由于各狭缝宽度相同,根据线性叠加原理,焦平面上的总衍射场 $U(X)$ 是来自所有狭缝的衍射场的总和。

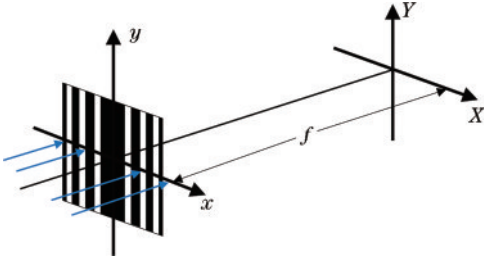


图2 等宽度单模狭缝波导线形波带片示意图

Fig. 2 Schematic diagram of equal-width single-mode slit waveguide linear zone plate

当狭缝满足单模传输条件时,从狭缝出射的光场只有基模,其光场分布形状近似于高斯函数,表达式为

$$-E(x) = E_0 \exp\left[-\frac{(x-x_n)^2}{W^2}\right], \quad (2)$$

式中: x_n 表示第 n 个狭缝中央; E_0 为线形波带片第 n 个狭缝中心($x_n=0$)处的光场; W 为模场半径(在波带片领域的论文中,常用 w 来表示波带片环带宽度,在这里高斯光束的模场半径用 W 来表示)。模场半径^[36]的近似公式为

$$-\frac{W}{a} \approx [0.8269 \exp(1.0548V^{-1.0371}) - 0.1512], \quad (3)$$

式中: V 为归一化频率。 V 表达式为

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (4)$$

式中: n_1 和 n_2 ($n_1 > n_2$)分别表示芯层材料和包层材料的折射率; a 为狭缝半宽。通过式(4),当波长 λ 确定时,可以通过改变狭缝半宽 a 来控制狭缝内模式的数目^[37]。根据光波导理论,在可见光波段,材料的折射率为纯实数,此时根据式(4)可得 V 为纯实数。但在极紫外波段,材料的折射率是复数,此时根据式(4)可得 V 为复数。在控制模式数目时,只取 V 的实部,当 $0 < \text{Re}(V) < \pi/2$ 时,狭缝波导只有 TE_0 模式。根据瑞利-索末菲衍射积分公式,线形波带片第 n 个狭缝对焦平面的衍射场 $U_{x_n}(X)$ ^[38]可表示为一维形式的积分,表达式为

$$U_{x_n}(X) = \int V_n(x) \sqrt{\frac{-jf}{\lambda\rho^2}} \exp(jk\rho) dx, \quad (5)$$

式中: $\rho = (f^2 + X^2 + x^2 - 2Xx)^{1/2}$ 表示位于线形波带片一维积分区间上的点到焦平面上点的距离; $V_n(x)$ 表示线形波带片第 n 个狭缝出射端面的光场复振幅分布。因为从狭缝端面出射的光场是基模,故 $V_n(x) = E(x) = E_0 \exp[-(x-x_n)^2/W^2]$ 。由于基模的光场不仅存在于芯层内,需要对全空间进行积分,则可将式(5)改写为

$$U_{x_n}(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0 \exp\left[-\frac{(x-x_n)^2}{W^2}\right] \sqrt{\frac{-jf}{\lambda\rho^2}} \exp(jk\rho) dx, \quad (6)$$

经坐标变换 $X' = X - x_n, x' = x - x_n, H = (f^2 + X'^2)^{1/2}$ 后,对 ρ 进行泰勒展开,可得

$$\rho \approx H + \frac{x'^2 - 2X'x'}{2H}, \quad (7)$$

由于考虑远场模型 $f \gg a$,对于式(6)中作为分母的 $\rho, \rho \approx H$ 已经足够精确。而对于指数项中的 ρ ,当狭缝宽度足够小时, $\exp(jkx'^2/2H)$ 也可忽略不计,进一步可得

$$U_{x_n}(X) = E_0 \sqrt{\frac{-jf\pi W^2}{\lambda H^2}} \exp(jkH) \exp\left[-\left(\frac{kWX'}{2H}\right)^2\right], \quad (8)$$

式(8)即为等宽度单模狭缝波导线形波带片第 n 个狭缝的高斯型远场解析模型。

当考虑焦线附近的区域,即 X 趋向于0时, $H \approx f_n$ 。

对于第 n 个狭缝,有

$$\exp(jkH) \approx \exp\left[jkf_n \left(1 + \frac{X^2 - 2Xx_n}{2f_n^2}\right)\right]. \quad (9)$$

则式(8)可以转换为

$$U_{x_n}(X) = E_0 \sqrt{\frac{-jf\pi W^2}{\lambda f_n^2}} \exp\left[jk \left(f_n + \frac{X^2}{2f_n}\right)\right] \times \exp\left[-jk \frac{Xx_n}{f_n}\right] \exp\left[-\left(\frac{-kWX_n}{2f_n}\right)^2\right]. \quad (10)$$

根据光场的对称性,可以得到等宽度单模狭缝波导线形波带片一对对称狭缝在焦平面产生的贡献 $U_n(X)$:

$$U_n(X) = 2E_0 \sqrt{\frac{-jf\pi W^2}{\lambda f_n^2}} \exp\left[jk \left(f_n + \frac{X^2}{2f_n}\right)\right] \times \cos\left(k \frac{Xx_n}{f_n}\right) \exp\left[-\left(\frac{kWX_n}{2f_n}\right)^2\right], \quad (11)$$

其总衍射场可以表示为

$$U(X) = \sum_{n=1}^N U_n(X), \quad (12)$$

式中: N 为等宽度单模狭缝波导线形波带片上狭缝对的数目。

作为比较,将Cao等^[10,39]给出的传统的菲涅耳波带片单环对焦点的聚焦贡献表达式列出,即

$$U_n(R) = \frac{2f}{f_n} \exp\left[jk \left(f_n + \frac{R^2}{2f_n}\right)\right] J_0\left(k \frac{Rr_n}{f_n}\right) \sin\left(\frac{kd_n}{2f_n}\right), \quad (13)$$

式中: d_n 为在 $s=r^2$ 坐标下第 n 个透明环宽度的一半,其量纲为长度的平方; $J_0(\cdot)$ 为零阶贝塞尔函数。对式(11)和式(13)进行对比, $\cos(kXx_n/f_n)$ 与 $J_0(kRr_n/f_n)$ 相对应, $\exp[-(kWX_n/2f_n)^2]$ 与 $\sin(kd_n/2f_n)$ 相对应。

3 模拟分析

为了验证上述理论推导的可行性,利用商业软件

COMSOL Multiphysics 对单个狭缝进行模拟仿真,求解狭缝内光场的本征模式,可以得到各模式的有效折射率和出射光场的归一化分布。

如图 3 所示,通过 COMSOL Multiphysics 设计了一个具体的狭缝波导模型,在 x 和 y 两个方向上都设置了周期性边界条件来模拟等宽度单模狭缝波导线形波带片。其中 xy 平面是线形波带片的出射平面, z 轴为波导的传输方向。模型的坐标原点位于几何中心,在 x 方向上设置波导芯层宽度为 $2a$ 和单侧包层宽度为

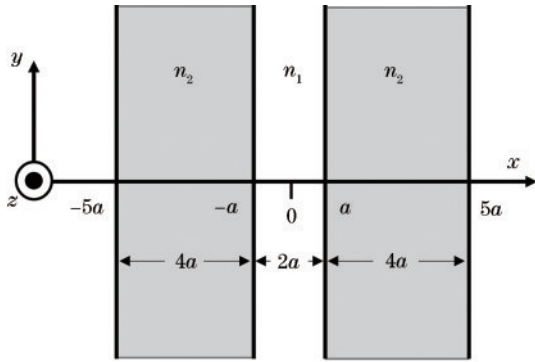


图 3 狭缝波导结构示意图

Fig. 3 Schematic of slit waveguide structure

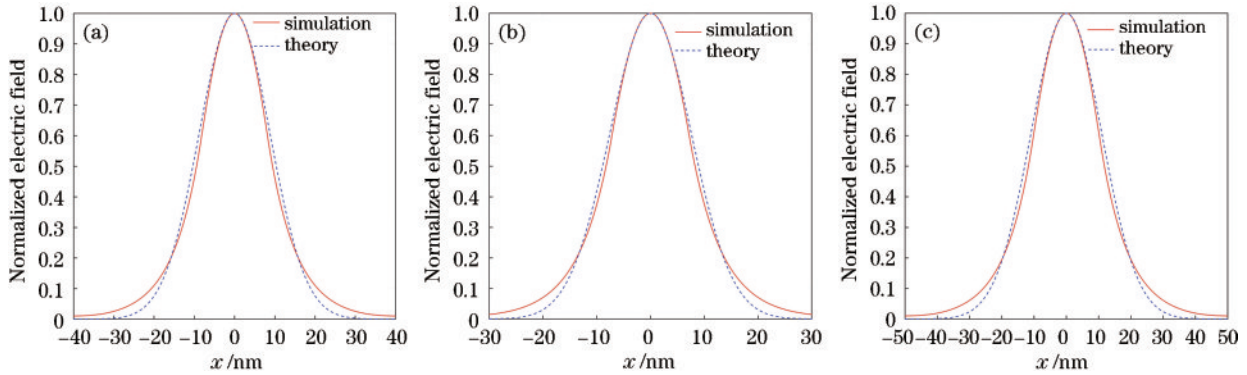


图 4 等宽度单模狭缝波导线形波带片单个狭缝中基模沿 x 方向的理论与模拟的归一化光场分布。(a) $\lambda=5$ nm; (b) $\lambda=13.5$ nm; (c) $\lambda=40$ nm

Fig. 4 Theoretical and simulated fundamental mode normalized light field distribution in x direction of a single slit in the equal-width single-mode slit waveguide linear zone plate. (a) $\lambda=5$ nm; (b) $\lambda=13.5$ nm; (c) $\lambda=40$ nm

接着,固定波长 $\lambda=13.5$ nm,增加狭缝的宽度,进行模间色散分析。当 $a=10$ nm 时,模拟得到基模的有效折射率为 $0.97374-0.0041212j$,传播常数 $\beta_0=0.45320-0.00191809j$;一阶模的有效折射率为 $0.90379-0.023991j$,传播常数 $\beta_1=0.42064-0.01116591j$ 。用 $\text{Re}(\beta_0)$ 、 $\text{Re}(\beta_1)$ 分别表示基模及一阶模传播常数的实部,则 $\Delta_R = \text{Re}(\beta_0) - \text{Re}(\beta_1)$ 表示传播常数实部差。经计算,当波带片厚度 $l=200$ nm 时,在出射端面的基模和一阶模之间的相位差 $\Delta_R l \approx 2.073\pi$ 。同理,更高阶的模式与基模间的 Δ_R 更大,将形成更大的相位差。故为了提高线形波带片聚焦本领,

$4a$, y 方向上设置周期为 $10a$,即整体为一个正方形单元。波导芯层设置为自由空间,折射率 $n_1=1$ 。包层材料为金,其折射率 n_2 由参考文献[40-41]提供。

首先,为了验证单个狭缝波导在极紫外波段的基模光场分布近似于高斯分布,通过 COMSOL Multiphysics 模拟了多个波长的光场分布。为了保证单模传输条件及模式场的相似性,设定不同波长条件下 $\text{Re}(V)$ 均为 1.5。预设模拟条件:光速 $c=2.99792458 \times 10^8$ m/s,波导包层材料设置为金。当 $\lambda=5$ nm 时,金的材料折射率为 $0.99231-0.0107j$, $a=8.268$ nm;当 $\lambda=13.5$ nm 时,金的材料折射率为 $0.89889-0.0516j$, $a=7.116$ nm;当 $\lambda=40$ nm 时,金的材料折射率为 $0.8097-0.5399j$, $a=10.307$ nm。波导结构如图 3 所示,方形单元边长取 $10a$ 进行模拟,选取 x 方向的光场分布进行模拟结果和理论值对比,结果分别如图 4(a)~(c) 所示。由于理论值是代入式(2)计算的结果,可以看出模拟结果和理论值在波导芯层范围内存在微小差别,但是三组结果整体相符,说明理论值的可行性。且由于该模型使用的是周期性边界条件,故在两侧包层中的波导并未呈现指数衰减,而是表现出与 \cosh 函数相关的性质,即波导在两侧包层中并未完全下降到 0,略高于理论的高斯函数。

可以让狭缝宽度相等且仅能容纳一个本征模,以此来消除模间相位差导致的色散。

由于在实际制备工艺中可能存在误差,继续分析狭缝宽度不一致对聚焦带来的影响。在工程光学中^[42],当光学系统的最大波像差小于 $1/10$ 波长时,认为成像是完善的。保持单模传输条件,当狭缝半宽 $a=7.116$ nm 时,分别对制备误差为 0.1 nm、0.2 nm、0.3 nm 的不同宽度狭缝在出射端面的相位进行分析。模拟结果如表 1 所示,当波带片厚度 $l=200$ nm 时,在制备误差为 0.1 nm 的情况下,相位差 $\Delta_R l \approx 0.018\pi$;在制备误差为 0.2 nm 的情况下,相位差 $\Delta_R l \approx 0.035\pi$;在制备误差为 0.3 nm 的情况下,相位差

表 1 $\lambda=13.5\text{ nm}$ 时,不同狭缝半宽下的有效折射率和传播常数

Table 1 Effective refractive index and propagation constant for different slit half widths at the wavelength of 13.5 nm

Slit half width a/nm	Waveguide parameter $\text{Re}(V)$	Effective refractive index n_{eff}	Propagation constant β
7.116	1.5	0.96098—0.0079561j	0.44698—0.0038j
7.216	1.523	0.96037—0.0081679j	0.44726—0.0037j
7.316	1.542	0.96157—0.0077513j	0.44753—0.0036j
7.416	1.563	0.96215—0.0075534j	0.44780—0.0035j

$\Delta_R l \approx 0.052\pi$, 约等于 1/38 波长。可见即便保证狭缝内只有单模传输,狭缝间宽度的差异也将导致其在出射端面产生相位差。当制备误差导致狭缝内出现多个模式时,将导致模间色散,从而产生更大的相位差异。

由于式(8)的理论模型是用理想的高斯函数代替狭缝波导中基模的光场分布,推导所得基模光场的远场分布不存在旁瓣。但真实的狭缝波导中基模的光场分布不是理想的高斯函数,其光场的远场分布仍存在旁瓣,故只取其主瓣的范围,用来限制基于瑞利-索末菲衍射积分所推导理论模型的适用范围。在上述 $\lambda=13.5\text{ nm}$, $a=7.116\text{ nm}$ 条件下,选取焦距 $f=2\text{ mm}$, 对通过 COMSOL Multiphysics 模拟所得单个狭缝基模的光场分布进行菲涅耳衍射积分,将积分结果与理论推导的单个狭缝高斯型远场解析模型进行对比,讨论理论模型的适用范围。模拟结果如图 5 所示,可以看出理论模型与模拟结果在主瓣范围内具有很好的吻合性。在激光原理中^[43],定义基模高斯光束的远场发散角 $\theta=0.6367\lambda/W$, 计算可得 $\theta \approx 0.7285$ 。设焦线到线形波带片边缘的张角为 α ,从图 5 可得主瓣范围约为 $-2.14 \sim 2.14\text{ mm}$, 根据几何关系可得 $\alpha \approx 1.638$, 经计算 $\alpha \approx 2.247\theta$ 。由于单个狭缝模型的有效范围有限,焦线到线形波带片边缘的张角是基模高斯光束远场发散角的 2.247 倍,根据 $\alpha/2 \approx A/f$, 此时等宽度单模狭缝波导线形波带片的半宽应满足 $A < 0.715f\lambda/W$ 。

此外,为了保证聚焦效果,等宽度单模狭缝波导线形波带片的狭缝宽度应小于等于相应位置传统线形波带片的狭缝宽度。在上述模拟参数下, W 约为狭缝半宽 a 的 1.658 倍。根据线形波带片最外侧狭缝半宽的关系式, $a \approx \lambda f/4A$, 当最外侧狭缝的半宽接近依据单模传输条件所计算的狭缝半宽时,此时等宽度单模狭

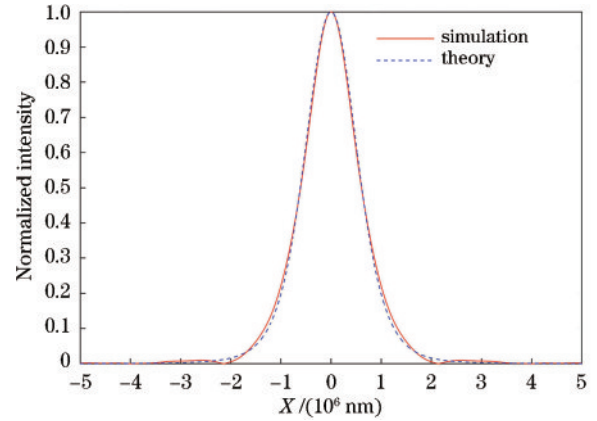


图 5 $\lambda=13.5\text{ nm}$ 时,等宽度单模狭缝波导线形波带片单个狭缝理论与模拟的归一化远场光场分布

Fig. 5 Theoretical and simulated normalized far-field light field distribution of a single slit in the equal-width single-mode slit waveguide linear zone plate at the wavelength of 13.5 nm

缝波导线形波带片的半宽应满足 $A \approx 0.415f\lambda/W$ 。当波带片出射端面与焦平面之间介质的折射率为 1 时,此时 $NA \approx 0.46$ 。

最后,通过 COMSOL Multiphysics 分别计算了多个宽度下狭缝内所能容纳 TE 模式的个数。模拟结果如表 2 所示,当 $a=7.116\text{ nm}$ 时,狭缝内只存在 TE_0 模式;当 $a=14.232\text{ nm}$ 、 $a=21.348\text{ nm}$ 、 $a=28.464\text{ nm}$ 时,此时狭缝内存在多个 TE 模式,各个 TE 模式之间的有效折射率并不相同,将导致模间色散的存在。一般情况下,传统线形波带片狭缝内的光场是作为阶跃函数来处理的,而阶跃函数可以看作多个模式的叠加。当 $a=35.58\text{ nm}$ 时,狭缝内存在 5 个 TE 模式,可以将狭缝内的总光场近似地视为阶跃函数,故将 $a=35.58\text{ nm}$

表 2 $\lambda=13.5\text{ nm}$ 时,不同狭缝半宽下模式的数目和有效折射率

Table 2 Number of modes and effective refractive index for different slit half widths at the wavelength of 13.5 nm

a/nm	7.116	14.232	21.348	28.464	35.58	
$\text{Re}(V)$	1.5	3	4.5	6	7.5	
n_{eff}	TE_0	0.9609—0.00796j	0.984—0.00187j	0.9915—0.00069j	0.9948—0.00033j	0.9965—0.00018j
	TE_1	—	0.9373—0.00936j	0.9661—0.00314j	0.9791—0.00143j	0.9858—0.00077j
	TE_2	—	—	0.9245—0.00915j	0.9529—0.00372j	0.968—0.00191j
	TE_3	—	—	—	0.9163—0.00861j	0.9429—0.00396j
	TE_4	—	—	—	—	0.9105—0.00799j

作为最外侧狭缝半宽,此时对应的传统线形波带片的半宽 $A \approx 0.19 \text{ mm}$ 。若继续增大传统线形波带片尺寸,降低最小线宽,将导致狭缝内所能容纳的 TE 模式数目减少,有效折射率也会相应发生改变,则需要考虑模间色散的存在。在该尺寸下,分别设计了传统线形波带片与等宽度单模狭缝波导线形波带片,并将其与最大尺寸下的等宽度单模狭缝波导线形波带片进行对比,分别计算三者 in 焦平面归一化的一维光场分布。

线形波带片的远场光强分布模拟结果如图 6 所示。具体参数: $\lambda=13.5 \text{ nm}$, $f=2 \text{ mm}$, 等宽度单模狭缝波导线形波带片狭缝半宽为 7.116 nm , 传统线形波带片最外侧的狭缝半宽为 35.58 nm , 对应的 $A \approx 0.19 \text{ mm}$ 。从图 6 可得,传统线形波带片主瓣范围约为 $-69.31 \sim 69.31 \text{ nm}$; 等宽度单模狭缝波导线形波带片主瓣范围约为 $-59.92 \sim 59.92 \text{ nm}$, 分辨率提升了 15.7% 。但在 $a=7.116 \text{ nm}$ 条件下,等宽度单模狭缝波导线形波带片的尺寸可以做到更大。根据上述条件可知,等宽度单模狭缝波导线形波带片上的狭缝应在 $A \approx 0.415 f \lambda / W$ 处截断,对应最大尺寸 $A \approx 1.04 \text{ mm}$, 此时主瓣范围约为 $-12.63 \sim 12.63 \text{ nm}$, 相比设计的传统线形波带片,分辨率提升了 4.48 倍。

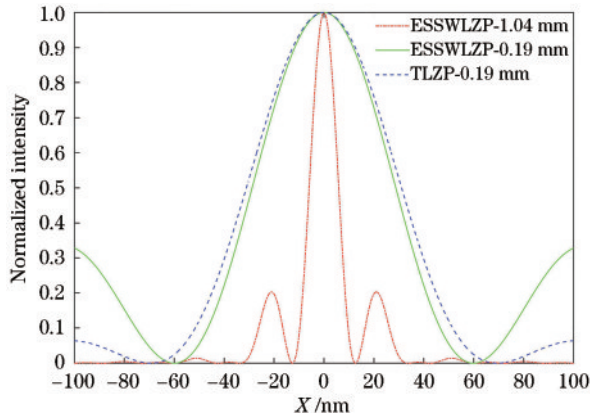


图 6 $\lambda=13.5 \text{ nm}$ 时,等宽度单模狭缝波导线形波带片和传统线形波带片的归一化远场光强分布

Fig. 6 Normalized far-field intensity distribution of the equal-width single-mode slit waveguide linear zone plate (ESSWLZP) and traditional linear zone plate (TLZP) at the wavelength of 13.5 nm

4 多台阶结构的衍射效率分析

众所周知,多台阶透明材料的圆形衍射透镜可以提高衍射效率,对应的公式为 $\eta = \left| \sin(\pi/L) / (\pi/L) \right|^2$, 其中 L 为台阶数^[44-46]。台阶数 L 越大,衍射效率越高。

为了克服等宽度单模狭缝波导线形波带片的衍射效率偏低问题,使用多台阶结构。与多台阶透明材料的圆形衍射透镜类似,一维多台阶线形波带片也能提高衍射效率。为了便于说明,在图 7(a)和图 7(b)中画

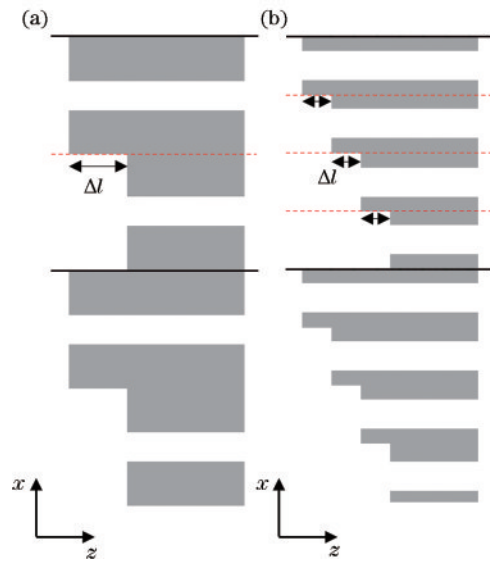


图 7 多台阶等宽度单模狭缝波导线形波带片示意图,其中实线为一个周期区域的边界,虚线为每个台阶的分界线。
(a) 2台阶结构; (b) 4台阶结构

Fig. 7 Schematic of multilevel equal-width single-mode slit waveguide linear zone plate, the solid line represents a periodic region, the dashed line represents the boundary of each level. (a) 2-levels structure; (b) 4-levels structure

出了 2 台阶和 4 台阶结构的等宽度单模狭缝波导线形波带片。该种结构在一个周期区域内设置多个狭缝,通过调制各狭缝厚度 l 来满足相位补偿关系,使其产生建设性干涉,从而提高衍射效率。多台阶等宽度单模狭缝波导线形波带片利用波导模式的有效折射率 n_{eff} 与自由空间的折射率差来计算相邻台阶的厚度差 Δl , 即 $(1 - n_{\text{eff}}) \Delta l = \lambda/L$ 。值得一提的是,由于最外侧周期区域的宽度有限,而狭缝宽度固定,故每个周期区域所能容纳的台阶数 L 也有限。台阶数 L 的最大值取决于最外侧周期区域能容纳的狭缝数目。

为了与 2 台阶和 4 台阶结构的衍射效率进行对比,先对第 3 节设计的线形波带片的衍射效率进行计算。具体参数:入射光波长 $\lambda=13.5 \text{ nm}$, 焦距 $f=2 \text{ mm}$, 狭缝半宽 $a=7.116 \text{ nm}$, 线形波带片半宽 $A \approx 0.19 \text{ mm}$ 。根据场的线性叠加原理,总振幅分布是由单个狭缝产生的振幅线性叠加而成的。以总宽度为 $2A$ 的一维理想柱透镜作为参考,将一维理想柱透镜焦斑振幅分布的第一个零点所在位置半径的 5 倍作为积分半径。对焦平面上的光场强度进行积分,将积分值除以入射到线形波带片上的功率,可以得到衍射效率。经计算,线形波带片半宽 $A \approx 0.19 \text{ mm}$ 时,传统线形波带片衍射效率为 9.42% , 等宽度单模狭缝波导线形波带片的衍射效率为 0.62% 。

根据场的线性叠加原理, L 阶结构的振幅是无台阶结构的等宽度单模狭缝波导线形波带片的 L 倍,光强和一阶聚焦的衍射效率是无台阶结构的 L^2 倍。为了验证

这个理论,首先设计了一个 2 台阶结构的等宽度单模狭缝波导线形波带片。参数如下:线形波带片包层材料为金,总厚度 $l=200\text{ nm}$;当入射光波长 $\lambda=13.5\text{ nm}$ 、狭缝半宽 $a=7.116\text{ nm}$ 时,基模的有效折射率为 $0.89889-0.0516j$;当 $f=2\text{ mm}$ 、 $A\approx 0.19\text{ mm}$ 时,最外侧周期区域的宽度为 71.4 nm 、 $\Delta l=67.5\text{ nm}$ 。同时对该 2 台阶结构的等宽度单模狭缝波导线形波带片的衍射效率进行模拟,结果显示,2 台阶结构的等宽度单模狭缝波导线形波带片的衍射效率为 2.49% ,正如理论所预期的,其衍射效率为无台阶结构时的 4 倍。

随后进一步设计了一个 4 台阶结构的等宽度单模狭缝波导线形波带片。除了 4 台阶结构的 Δl 变为 33.75 nm ,其他设计参数和 2 台阶结构的参数相同。模拟结果显示,4 台阶结构的衍射效率为 9.98% ,正如所预期的那样,此时衍射效率约为无台阶结构的 16 倍。

5 结 论

提出了适用于极紫外波段的等宽度单模狭缝波导线形波带片,基于非傍轴衍射理论建立了考虑波导效应的单个狭缝的远场解析模型。通过有限元软件确认了基模的高斯型模式场分布,并通过对理论推导结果与基于菲涅耳衍射积分的计算结果进行比较,验证了远场解析模型的准确性,并讨论了模型的适用范围。此外,基于该模型进一步推导出一对对称狭缝的远场解析表达式,其光场振幅与 $\cos(x_n)\exp(-x_n^2)$ 成正比,并利用该解析表达式计算了设计的等宽度单模狭缝波导线形波带片在焦平面归一化的一维光场分布。模拟结果显示,等宽度单模狭缝波导线形波带片的分辨率相比设计的传统线形波带片有较大提升。同时,还设计了多台阶结构的等宽度单模狭缝波导线形波带片,模拟结果显示,相比无台阶结构的等宽度单模狭缝波导线形波带片,其衍射效率有较大提升。

参 考 文 献

- [1] Jansen G S M, de Beurs A, Liu X, et al. Diffractive shear interferometry for extreme ultraviolet high-resolution lensless imaging[J]. Optics Express, 2018, 26(10): 12479-12489.
- [2] vu Le H, ba Dinh K, Hannaford P, et al. High resolution coherent diffractive imaging with a table-top extreme ultraviolet source[J]. Journal of Applied Physics, 2014, 116(17): 173104.
- [3] 马晓喆, 张方, 黄惠杰. 光刻机照明光场强度分布校正技术研究[J]. 中国激光, 2021, 48(20): 2005001.
Ma X Z, Zhang F, Huang H J. Correction technology for illumination field intensity profile in photolithography machine[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(20): 2005001.
- [4] 林楠, 杨文河, 陈韞懿, 等. 极紫外光刻光源的研究进展及发展趋势[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(9):

0922002.

- Lin N, Yang W H, Chen Y Y, et al. Research progress and development trend of extreme ultraviolet lithography source[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(9): 0922002.
- [5] Zheng C L, Su S L, Zang H P, et al. Characterization of the focusing performance of axial line-focused spiral zone plates[J]. Applied Optics, 2018, 57(14): 3802-3807.
- [6] Zhang Z Y, Guo C L, Wang R Q, et al. Hybrid-level Fresnel zone plate for diffraction efficiency enhancement[J]. Optics Express, 2017, 25(26): 33676-33687.
- [7] Yang L, Ma Z Y, Liu S Q, et al. Study of the off-axis Fresnel zone plate of a microscopic tomographic aberration[J]. Sensors, 2022, 22(3): 1113-1130.
- [8] Zeng X Y, Zhang Y Q, Gu M N, et al. Arbitrary manipulations of focused higher-order Poincaré beams by a Fresnel zone metasurface with alternate binary geometric and propagation phases[J]. Photonics Research, 2022, 10(4): 1117-1126.
- [9] 高雅增, 吴鹿杰, 卢维尔, 等. 基于严格耦合波理论的硬 X 射线菲涅耳波带片设计[J]. 光学学报, 2021, 41(11): 1111002.
Gao Y Z, Wu L J, Lu W E, et al. Design of hard X-ray Fresnel zone plates based on rigorous coupled wave theory[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(11): 1111002.
- [10] Cao Q, Jahns J. Modified Fresnel zone plates that produce sharp Gaussian focal spots[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2003, 20(8): 1576-1581.
- [11] Monsoriu J A, Calatayud A, Remón L, et al. Bifocal Fibonacci diffractive lenses[J]. IEEE Photonics Journal, 2013, 5(3): 3400106.
- [12] Zhang J Y. Three-dimensional array diffraction-limited foci from Greek ladders to generalized Fibonacci sequences[J]. Optics Express, 2015, 23(23): 30308-30317.
- [13] Xia T A, Cheng S B, Tao S H. Generation of three equal-intensity foci based on a modified composite zone plate[J]. Optik, 2018, 159: 150-156.
- [14] Xia T A, Cheng S B, Tao S H. Four equal-intensity foci generated by a Cantor-Thue-Morse zone plate[J]. Laser Physics, 2019, 29(8): 085003.
- [15] Sabatyan A, Meshginqalam B. Generation of annular beam by a novel class of Fresnel zone plate[J]. Applied Optics, 2014, 53(26): 5995-6000.
- [16] Chen Y, Wei L, Zhang Q Q, et al. Zone plate design for generating annular-focused beams[J]. Chinese Physics B, 2020, 29(10): 104202.
- [17] 李潮越, 曹清, 程长杰, 等. 产生空心高斯光束的改进型菲涅耳波带片[J]. 激光与光电子学进展, 2023, 60(9): 0905002.
Li C Y, Cao Q, Cheng C J, et al. Generating hollow Gaussian beams with improved Fresnel zone plates[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2023, 60(9): 0905002.
- [18] Karimkashi S, Kishk A A. Focusing properties of Fresnel zone plate lens antennas in the near-field region[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2011, 59(5): 1481-1487.
- [19] Li H, Ma C, Ye D X, et al. Dual-band Fresnel zone

- plate antenna with independently steerable beams[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2018, 66(4): 2113-2118.
- [20] 方岳岳, 常胜利, 秦石乔, 等. 基于菲涅耳波带片的光通信天线[J]. *光学学报*, 2010, 30(1): 36-42.
Fang J Y, Chang S L, Qin S Q, et al. Optical communication antenna based on Fresnel zone plate[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(1): 36-42.
- [21] 李俊杰, 周常河, 贾伟, 等. 基于达曼波带片的多焦点人工晶体设计[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(7): 0733001.
Li J J, Zhou C H, Jia W, et al. Design of multi-focal intraocular lens based on Dammann zone plate[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(7): 0733001.
- [22] Zhou Q X, Li M Y, Fu C Y, et al. Precise micro-particle and bubble manipulation by tunable ultrasonic bottle beams[J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2021, 75: 105602.
- [23] Wang J Y, Yang J Q, Kang G G. Achromatic focusing effect of metasurface-based binary phase Fresnel zone plate[J]. *Physics Letters A*, 2021, 407: 127463.
- [24] Kubec A, Zdora M C, Sanli U T, et al. An achromatic X-ray lens[J]. *Nature Communications*, 2022, 13: 1305.
- [25] Sheppard C J R, Mao X Q. Confocal microscopes with slit apertures[J]. *Journal of Modern Optics*, 1988, 35(7): 1169-1185.
- [26] Wolleschensky R, Zimmermann B, Kempe M. High-speed confocal fluorescence imaging with a novel line scanning microscope[J]. *Journal of Biomedical Optics*, 2006, 11(6): 064011.
- [27] Kodate K, Tokunaga E, Tatuno Y, et al. Efficient zone plate array accessor for optoelectronic integrated circuits: design and fabrication[J]. *Applied Optics*, 1990, 29(34): 5115-5119.
- [28] Ayliffe M H, Châteauneuf M, Rolston D R, et al. Six-degrees-of-freedom alignment of two-dimensional array components by use of off-axis linear Fresnel zone plates[J]. *Applied Optics*, 2001, 40(35): 6515-6526.
- [29] Young A L, Hunker J D, Ellis A R, et al. Precision alignment of integrated optics in hybrid microsystems[J]. *Applied Optics*, 2014, 53(27): 6324-6331.
- [30] Liu C A, Conley R, Macrander A T, et al. Depth-graded multilayers for application in transmission geometry as linear zone plates[J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, 98(11): 113519.
- [31] 陈宜方. 电子束光刻研制高分辨 X 射线波带片透镜最新进展[J]. *光学学报*, 2022, 42(11): 1134005.
Chen Y F. Recent progress in the development of high resolution X-ray zone plate lens by electron beam lithography[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(11): 1134005.
- [32] 吴梦楠, 李晓炜, 向志昆, 等. 飞秒激光时空整形电子动态调控加工微光学元件[J]. *中国激光*, 2022, 49(10): 1002501.
Wu M N, Li X W, Xiang Z K, et al. Machining of micro-optical elements using electrons dynamics controlled temporally/spatially shaped femtosecond laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(10): 1002501.
- [33] Yan H F, Conley R, Bouet N, et al. Hard X-ray nanofocusing by multilayer Laue lenses[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2014, 47(26): 263001.
- [34] Sun X Y, Zhou F, Duan L, et al. Investigation of quadrate Fresnel zone plates fabricated by femtosecond laser direct writing[J]. *Applied Sciences*, 2022, 12(15): 7788-7800.
- [35] 朱吉瑞, 曹清, 程长杰, 等. “水窗”波段等直径单模小孔波导光子筛的聚焦分析[J]. *光学学报*, 2022, 42(20): 2005001.
Zhu J R, Cao Q, Cheng C J, et al. Focusing analysis of photonic screen with equal diameter single-mode small-hole waveguide in “water window” band[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(20): 2005001.
- [36] 郭福源, 李连煌, 王明华. 介质平面光波导 TE₀ 模模场分布的高斯近似[J]. *中国激光*, 2008, 35(2): 235-239.
Guo F Y, Li L H, Wang M H. Gaussian approximation for mode field distribution of dielectric planar waveguide TE₀ mode[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2008, 35(2): 235-239.
- [37] Yariv A, Yeh P. *Photonics: optical electronics in modern communications*[M]. 6th ed. New York: Oxford University Press, 2007.
- [38] 吕百达. *激光光学: 光束描述、传输变换与光腔技术物理*[M]. 3 版. 北京: 高等教育出版社, 2003: 161.
Lü B D. *Laser optics: beam characterization, propagation and transform, resonator technology and physics*[M]. 3rd ed. Beijing: Higher Education Press, 2003: 161.
- [39] Cao Q, Jahns J. Comprehensive focusing analysis of various Fresnel zone plates[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2004, 21(4): 561-571.
- [40] Henke B L, Gullikson E M, Davis J C. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E = 50 - 30,000$ eV, $Z = 1 - 92$ [J]. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1993, 54(2): 181-342.
- [41] Palik E D. *Handbook of optical constants of solids*[M]. London: Academic Press, 1998.
- [42] 郁道银, 谈恒英. *工程光学*[M]. 4 版. 北京: 机械工业出版社, 2016: 132.
Yu D Y, Tan H Y. *Engineering optics*[M]. 4th ed. Beijing: China Machine Press, 2016: 132.
- [43] 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 等. *激光原理*[M]. 5 版. 北京: 国防工业出版社, 2008.
Zhou B K, Gao Y Z, Chen T R, et al. *Laser principle*[M]. 5th ed. Beijing: National Defense Industry Press, 2008.
- [44] Julian M N, MacDonnell D G, Gupta M C. High-efficiency flexible multilevel photon sieves by single-step laser-based fabrication and optical analysis[J]. *Applied Optics*, 2018, 58(1): 109-114.
- [45] 廖延彪. *成像光学导论*[M]. 北京: 清华大学出版社, 2008: 142.
Liao Y B. *Introduction to imaging optics*[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2008: 142.
- [46] Sinzinger S, Jahns J. *Microoptics*[M]. 2nd ed. Weinheim: Wiley, 2003.