

全息光栅曝光系统中空间滤波器孔径与激光束腰关系的选择方法*

韩建¹⁾²⁾ 巴音贺希格^{1)†} 李文昊¹⁾

1) (中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130033)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2011年6月20日收到; 2011年10月31日收到修改稿)

在全息光栅制作过程中, 由空气悬浮颗粒及光学器件缺陷引起的散射光会被记录在光刻胶上, 既影响光栅衍射效率, 又会带来光栅杂散光. 为消除系统散射光, 需要对激光光束的高频成分进行滤波处理. 但是, 激光光束通过空间滤波器后发生衍射, 进而影响干涉场质量, 因此选择合适的空间滤波器孔径是搭建全息光栅曝光系统的前提条件. 根据标量衍射积分理论, 通过卷积计算滤波光束的振幅分布分析光束的相位变化, 以光束相位突变位置远离光束中心为依据确定滤波器针孔半径与光束束腰半径的比值下限; 根据滤波光束的能量守恒关系, 通过滤波光束的高斯参数变化描述光束的衍射强弱规律, 以光束发生衍射的临界条件确定滤波器针孔半径与光束束腰半径的比值上限. 结果表明, 当空间滤波器针孔半径与激光束腰半径之比满足 $1.52 < a/\omega_0 < 2.2$ 时, 滤波光束曝光区域相位恒定, 光束能量通过率大于 99%, 在此区间空间滤波器滤波效果最好.

关键词: 全息光栅, 空间滤波器, 衍射效应, 相位突变

PACS: 42.25.Fx, 42.40Eq, 42.40Lx

1 引言

制作全息光栅需要两束通过空间滤波器的光波 (平面波或球面波) 在光栅基底上形成明暗相间的干涉条纹, 通过曝光和显影等技术获得预期的光栅掩模. 记录波前的质量直接影响干涉条纹对比度, 进而影响所制作光栅的衍射波前、衍射效率、光栅杂散光及分辨本领, 记录波前的质量又取决于空间滤波器孔径与激光束腰关系的合理选取.

空间滤波器针孔置于全息曝光光路聚焦透镜焦平面处可消除光束中由于空气悬浮颗粒和光学元件缺陷带来的散射光等大角度噪声, 即截断光波高频分量, 平滑光强分布, 进而保证干涉场质量. 空间滤波器针孔孔径直接影响出射光束波前质量. 若针孔过大, 会导致高频分量杂散光过多; 若针孔过小, 虽然光束滤波作用明显, 但光束发生衍射后同样会影响光束波前. 简言之, 实现空间滤波器最佳

滤波效果, 应在不影响光束波前条件下使针孔半径达到最小, 即在光栅制作中选择空间滤波器孔径与激光束腰的比值关系是一个十分关键的问题. 但是, 在孔径与光束束腰具体应该满足何种条件的问题上至今未有一致的结论. Chen^[1] 指出, 针孔半径应比聚焦后光束衍射极限光斑尺寸略大, 其比值取 $\pi/2$. 然而, 文献 [1] 未从理论上对该结论进行阐述, 它仅仅属于一种关于使用针孔大小的经验值; 再者该比值又与激光波长、光束发散角以及激光传播距离有关, 在光栅制作中精确实现此条件基本不可能. 文献 [2—8] 对高斯光束通过圆孔后的衍射现象进行过讨论, 主要物理基础是经典菲涅耳衍射理论. 在这些讨论中虽然给出了光波振幅在远场区或近场区的数学表达式, 但并未涉及滤波问题, 尤其是没有涉及影响衍射光束波前质量的相位变化问题. Belland 和 Creen^[9] 在 1982 年通过分析衍射后光强分布和标准高斯光强分布的三点曲线拟合

* 国家自然科学基金 (批准号: 60478034)、国家科技支撑计划 (批准号: 2006BAK03A02) 和吉林省科技发展计划 (批准号: 20070523, 20086013) 资助的课题.

† E-mail: bayin888@sina.com

方法讨论过圆孔的衍射现象,但也没有提及衍射光束的相位变化. Cerjan^[10] 在计算了平面波经圆孔衍射后的振幅和相位变化后指出,当振幅为零时相位会发生突变,但也未提及高斯光束滤波后的相位和振幅变化. 由此可知,上述研究工作并未给出在制作全息光栅时空间滤波器针孔与光束束腰比值选择的理论依据.

本文根据标量衍射积分理论,通过分析滤波后衍射光束发生相位突变(从 0 到 π) 的位置,从而获得空间滤波器孔径与激光束腰比值关系(选择范围)的下限;在高斯光束通过针孔衍射后其光强分布仍为高斯型^[9] 这个前提下,结合光束传播时能量守恒关系,在远场区位置处分别给出了滤波光束参数(中心光强和截面半径)相对变化的解析表达式,以光束发生衍射的临界条件确定选择关系的上限. 最终得出空间滤波器针孔半径与激光束腰半径之比较为合理的可选区间,为在实际光栅制作中依据聚焦镜焦距和激光束腰半径选择合适的空间滤波器针孔孔径提供了理论依据.

2 优化相位畸变位置确定针孔半径与光束束腰半径比值下限

图 1 所示为制作全息光栅曝光光路及滤波器针孔示意图. 从图 1 可以看出,两束通过空间滤波器的光波在光栅基底上形成明暗相间的干涉条纹. 图 1 中, θ 为主光线与光栅基底法线之间夹角, λ 为激光器输出波长, f 为聚焦透镜焦距, a 为空间滤波器针孔半径, ω_0 为激光束腰半径.

2.1 理论基础

高斯光束通过空间滤波器后,在透镜焦平面处束腰半径的表达式为^[11]

$$\omega_0 = \frac{f\lambda}{\pi\omega_F}. \quad (1)$$

束腰半径 ω_0 与聚焦透镜焦距 f 、激光波长 λ 和聚焦透镜前高斯光束截面半径 ω_F 有关,本文重点讨论在实现最佳的滤波效果时,针孔半径与束腰半径之比 a/ω_0 的选择范围. 在光束束腰半径 ω_0 既定的条件下,针孔半径为 a ,空间滤波器对光束滤波截止频率 W_p 表达式为^[1]

$$W_p = k \frac{a}{f}, \quad (2)$$

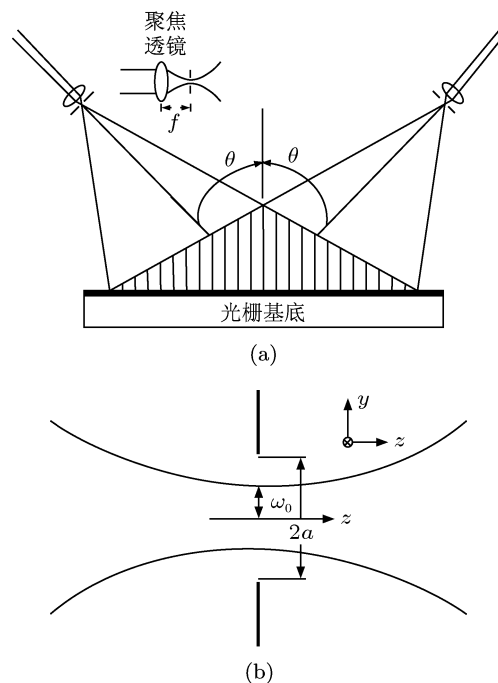


图 1 球面波曝光光路和针孔示意图 (a) 球面波曝光光路; (b) 滤波器针孔示意图

其中 $k = 2\pi/\lambda$ 为激光波数. 由 (2) 式可知,光束滤波截止频率随针孔半径的减小而逐渐降低,针孔半径越小,滤波效果越明显. 但是,当孔径减小到某一极限值,针孔制作较为困难的同时,滤波光束中心曝光区域相位发生变化,从而增加全息光栅的波前像差,失去了滤波效果. 因此,空间滤波器针孔半径与光束束腰半径之比 a/ω_0 在使用过程中具有一定的范围. 兼顾针孔滤波和光束衍射的影响,通过分析高斯光束衍射场分布的相位变化,可获得空间滤波器针孔半径与激光束腰比值下限. 高斯光束通过针孔将发生衍射,如图 2 所示.

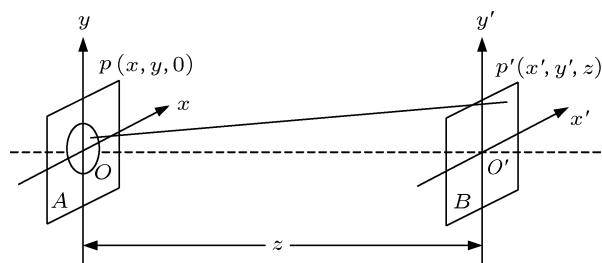


图 2 高斯光束通过针孔衍射示意图

利用标量衍射理论中的基尔霍夫衍射积分公式,分析滤波光束衍射场分布. 建立坐标系如图 2 所示,接收屏 B 的振幅分布可表示为^[11]

$$U(x', y') = -\frac{i}{\lambda} \iint U_1(x, y) \frac{\exp(ik\rho_0)}{\rho_0} dx dy, \quad (3)$$

其中, U_1 和 U 分别为针孔和接收屏 B 上光振幅,

$$\rho_0^2 = (x' - x)^2 + (y' - y)^2 + z^2.$$

整理 (3) 式, 滤波光束衍射场分布可表示为

$$U(x', y') = c_0 \{E(k_x, k_y) \otimes T(k_x, k_y)\}, \quad (4)$$

其中, $E(k_x, k_y)$ 和 $T(k_x, k_y)$ 分别为衍射屏 A 处高斯函数 $e(x, y)$ 和孔径函数 $t(x, y)$ 的傅里叶变换, 符号 \otimes 表示卷积运算,

$$c_0 = -\frac{i}{\lambda z} \exp \left[ik \left(z + \frac{x'^2 + y'^2}{2z} \right) \right].$$

由 (4) 式可知, 衍射光束的相位函数是常数因子 c_0 代表的球面波相位与卷积运算相位之和. 在接收屏 B 处球面波相位 c_0 恒定, 则卷积相位的畸变表示衍射效应的强弱.

在均匀透明介质中, 高斯光束沿 z 轴方向传播的振幅为 [11]

$$e(x, y) = \frac{c}{\omega(z)} \exp \left(-\frac{\rho^2}{\omega^2(z)} \right) \times \exp \left\{ -i \left[k \left(z + \frac{\rho^2}{2R(z)} \right) + \Phi(z) \right] \right\}, \quad (5)$$

其中 $\rho^2 = x^2 + y^2$. 在针孔处 $(x, y, 0)$ 高斯光束函数振幅及其傅里叶变换为

$$e(x, y) = \frac{c}{\omega_0} \exp \left(-\frac{\rho^2}{\omega_0^2} \right), \quad (6)$$

$$E(k_x, k_y) = c\pi\omega_0 \exp \left[-\frac{\omega_0^2}{4}(k_x^2 + k_y^2) \right], \quad (7)$$

其中,

$$k_x = k \sin \theta_x, \\ k_y = k \sin \theta_y.$$

假设针孔边缘厚度不计, 中心位于衍射平面坐标原点, 则针孔函数及其傅里叶变换 [12] 为

$$t(x_1, y_1) = \text{circ} \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{a} \right), \quad (8)$$

$$T(k_x, k_y) = 2\pi a^2 \frac{J_1(\sqrt{k_x^2 + k_y^2} a)}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2} a}, \quad (9)$$

其中 $J_1(x)$ 为一阶第一类贝塞尔函数.

2.2 以滤波光束相位变化确定针孔半径与光束束腰半径比值下限

可以利用 (4), (7), (9) 式计算滤波光束的衍射

场分布, 当 $a/\omega_0 = 1$ 时, 计算结果的归一化形式如图 3 所示.

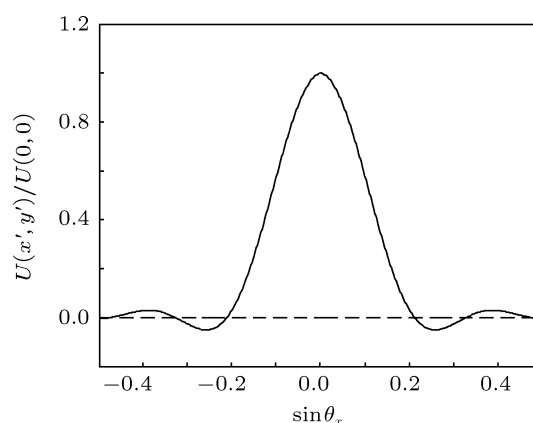


图 3 滤波光束的振幅分布 $a/\omega_0 = 1$

由图 3 可知, 滤波光束由于存在衍射, 从而使光束振幅边缘呈现波动变化. Cerjan^[10] 在计算平面波经圆孔衍射的振幅和相位变化时指出, 在衍射场使用基尔霍夫近似条件下, 衍射光束的相位随着振幅符号改变呈现单调递增趋势, 且在振幅符号改变前后迅速连续变化, 在符号不变时相位基本保持恒定. 本文采用在振幅符号变化位置处突变相位为 π , 在振幅符号不变时相位恒定的处理方式, 计算 $a/\omega_0 = 1$ 时高斯光束滤波后的相位变化.

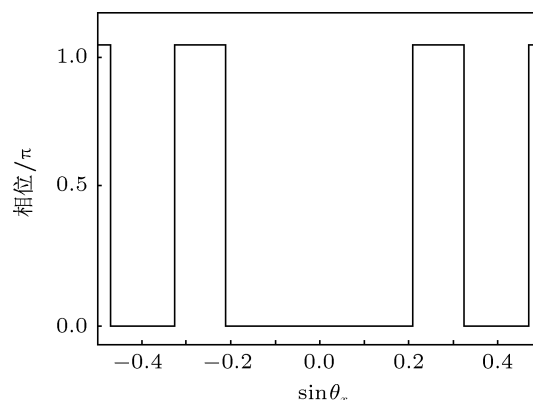


图 4 滤波光束的相位变化 $a/\omega_0 = 1$

图 4 所示为 $a/\omega_0 = 1$ 条件时滤波光束的相位变化. 图 4 表明, 滤波光束在边缘处相位发生突变, 接收屏上出现微弱衍射环, 而光束中心区域相位恒定. 经计算可知, 相位突变, 即第一衍射环位置随空间滤波器孔径与激光束腰的选择而不同. 为了保证光束中心曝光区域相位恒定而不影响光栅的波前质量, 计算针孔孔径与光束束腰比值不同时光束相位突变位置的变化, 以光束相位突变位置远离光束

中心为依据, 确定空间滤波器针孔孔径与光束束腰选择关系的下限.

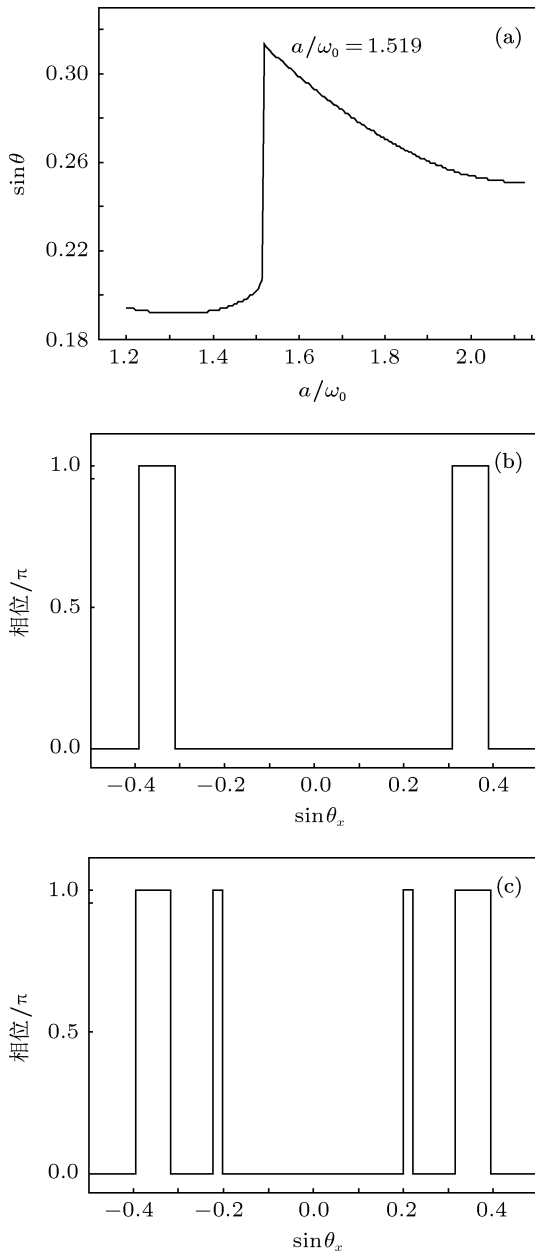


图 5 相位法确定 a/ω_0 比值下限 (a) 相位突变位置随 a/ω_0 的变化曲线; (b) 当 $a/\omega_0 = 1.54$ 时滤波光束的相位突变位置; (c) 当 $a/\omega_0 = 1.5$ 时滤波光束的相位突变位置

图 5(a) 为滤波光束相位突变位置随空间滤波器针孔半径与光束束腰之比 a/ω_0 的变化关系, 比值下限前后光束的相位变化如图 5(b), (c) 所示. 由图 5 可以看出, 可以将条件 $a/\omega_0 = 1.5$ 作为光束波前质量变化的分界点, 满足此关系时高斯光束的相位突变位置存在跃变. 比较图 5(b) 和 (c) 可知, 与条件 $a/\omega_0 \leq 1.52$ 相比较, 当满足 $a/\omega_0 \geq 1.52$

时, 曝光区域相位恒定面积较大, 滤波效果较为明显. 经过计算可知, 滤波光束的高斯属性与滤波前相比变化不大, 这将在下面进行讨论. 因此, 在高斯光束相位恒定区域面积最大时, 选择空间滤波器针孔半径 a 与光束束腰半径 ω_0 之比的下限为 $a/\omega_0 = 1.52$.

3 通过计算滤波光束参数变化确定针孔半径与光束束腰半径比值上限

当曝光光束中心相位恒定区域较大时, 满足条件 $a/\omega_0 \geq 1.52$, 但随着针孔半径与光束束腰半径比值的增大, 针孔滤波器的滤波效果减弱, 杂散光通过过多进而影响光栅掩模的质量, 故针孔半径与光束束腰半径比值存在一个上限值. 根据空间滤波器在实现滤波作用时不改变高斯光束属性参数, 通过计算滤波前后高斯光束中心光强、截面半径及光束能量损失的变化, 分析滤波光束的衍射强弱, 以高斯光束衍射的临界条件作为空间滤波器针孔半径与光束束腰半径比值的上限.

3.1 激光光束传播的理论基础

根据 (5) 式, 光束在任意一点处光强 $I(\rho, z)$ 及截面半径 $\omega(z)$ 表示为

$$I(\rho, z) = I(0, z) \exp\left(-\frac{2\rho^2}{\omega^2}\right), \quad (10)$$

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi\omega_0^2}\right)^2\right]. \quad (11)$$

激光光束通过空间滤波器后能量 P' 为

$$\begin{aligned} P' &= \int_0^a \int_0^{2\pi} I_0 \exp\left(-\frac{2\rho^2}{\omega_0^2}\right) \rho d\phi d\rho \\ &= \pi \frac{\omega_0^2}{2} I_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{2a^2}{\omega_0^2}\right)\right), \end{aligned} \quad (12)$$

其中 $I_0 = I(0, z)$. 当 $a \approx \infty$ 时, (12) 式退化为

$$\begin{aligned} P &= \pi \frac{\omega_0^2}{2} I_0 \\ &= \pi \frac{\omega^2}{2} I, \end{aligned} \quad (13)$$

其中 P 为激光光束未经滤波时的总能量.

在全息光栅制作中, 调试光路用的接收屏距离激光束腰针孔较远, 即满足条件 $z\lambda/(\pi\omega_0^2) \gg 1$, 则由 (11) 和 (13) 式可知, 高斯光束未经滤波时中心光

强为

$$I(z) = \left(\frac{k\omega_0^2}{2z} \right)^2 I_0. \quad (14)$$

由于空间滤波器的滤波光束不产生较明显的衍射, 光强分布可用经典菲涅耳衍射理论形式表示. 根据 Dickson 的理论^[7], 当高斯光束束腰位于针孔处, 可推导得到滤波后高斯光束中心光强 I_F 解析式为

$$I_F = \left(\frac{k\omega_0^2}{2z} \right)^2 I_0 \left[1 - 2 \exp \left(- \frac{a^2}{\omega_0^2} \right) \cos \left(\frac{\pi}{\lambda z} \right) + \exp \left(- \frac{2a^2}{\omega_0^2} \right) \right]. \quad (15)$$

(15) 式等号右端第二项和第三项均为光强衍射因子, 表示滤波光束衍射的强弱. (15) 式表明, 由于光强衍射因子的存在, 滤波光束中心光强随传播距离呈现余弦形式的微小变化. 在全息光栅制作中, 通过空间滤波器的光束属性不发生改变, 即衍射光束仍符合高斯型光强分布^[9]. 以 ω_{0F} 和 I_{0F} 分别表示束腰处滤波光束束腰半径和中心光强, 由 (12) 式可知, 滤波光束总能量为

$$P'_0 = \pi \frac{\omega_{0F}^2}{2} I_{0F} = \pi \frac{\omega_0^2}{2} I_0 \left[1 - \exp \left(- \frac{2a^2}{\omega_0^2} \right) \right]. \quad (16)$$

结合光束传播的能量守恒关系, (16) 式还可写成

$$P'_0 = \pi \frac{\omega_F^2}{2} I_F = \pi \frac{\omega^2}{2} I \left[1 - \exp \left(- \frac{2a^2}{\omega_0^2} \right) \right]. \quad (17)$$

3.2 以高斯光束参数变化确定针孔半径与光束束腰半径比值上限

光强衍射因子的大小决定滤波光束衍射的强弱, 进而影响滤波光束属性参数变化, 而光强衍射因子又取决于针孔半径与光束束腰半径比值的选取. 通过分析滤波光束的衍射光强因子, 计算高斯光束在滤波前后的参数变化, 以光束发生衍射的临界条件作为空间滤波器针孔半径与光束束腰半径比值的选取上限.

3.2.1 最大值法

由 (15) 式可知, 衍射光束的中心光强同时和针孔半径与光束束腰半径之比 a/ω_0 及光束传播距离有关. 为分析 a/ω_0 与滤波光束衍射强度的关系, 若在距离为 z 的接收屏处, 满足条件 $\cos \left(\frac{\pi}{\lambda z} \right) = 1$,

则 (15) 式简化为

$$I_F = \left(\frac{k\omega_0^2}{2z} \right)^2 I_0 \left[1 - \exp \left(- \frac{a^2}{\omega_0^2} \right) \right]^2. \quad (18)$$

根据 (14), (17), (18) 式, 滤波光束参数变化的解析式可表示为

$$\frac{\Delta I}{I} = \left[1 - \exp \left(- \frac{a^2}{\omega_0^2} \right) \right]^2 - 1, \quad (19)$$

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\left[1 - \exp \left(- \frac{2a^2}{\omega_0^2} \right) \right]^{1/2}}{1 - \exp \left(- \frac{a^2}{\omega_0^2} \right)} - 1, \quad (20)$$

其中,

$$\Delta I = I_F - I,$$

$$\Delta \omega = \omega_F - \omega.$$

3.2.2 消因子法

由于光强衍射因子

$$2 \exp \left(- \frac{a^2}{\omega_0^2} \right) > \exp \left(- \frac{2a^2}{\omega_0^2} \right),$$

因而光束衍射强度主要取决于 (15) 式中的第二项衍射因子. 在忽略第三项衍射因子且在距离 z 处采用最大值条件, (15) 式可简化为

$$I_F = \left(\frac{k\omega_0^2}{2z} \right)^2 I_0 \left[1 - 2 \exp \left(- \frac{a^2}{\omega_0^2} \right) \right]. \quad (21)$$

根据 (14), (17), (21) 式, 滤波光束参数变化解析式可表示为

$$\frac{\Delta I}{I} = -2 \exp \left(- \frac{a^2}{\omega_0^2} \right), \quad (22)$$

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\left[1 - \exp \left(- \frac{2a^2}{\omega_0^2} \right) \right]^{1/2}}{\left[1 - 2 \exp \left(- \frac{a^2}{\omega_0^2} \right) \right]^{1/2}} - 1. \quad (23)$$

图 6 为滤波光束参数随空间滤波器针孔半径与光束束腰半径之比 a/ω_0 的变化关系. 从图 6 可以看出, 滤波光束衍射程度随 a/ω_0 的减小呈现逐渐增大的趋势. 根据滤波光束参数变化解析式得到 a/ω_0 的上下限处高斯光束的参数值列于表 1. 本文选择 $a/\omega_0 = 2.2$ 作为空间滤波器针孔半径与光束束腰半径比值的上限, 理由如下: 第一, 从滤波光束参数变化的解析式可知, 在 $a/\omega_0 = 2.2$ 处滤波光束中心光强变化小于 2%, 具有此微小变化的滤波光束衍射效应完全可以忽略^[7]. 第二, 由 (12) 式可知, 滤波光束的能量通过率大于 99.99%, 近似认为

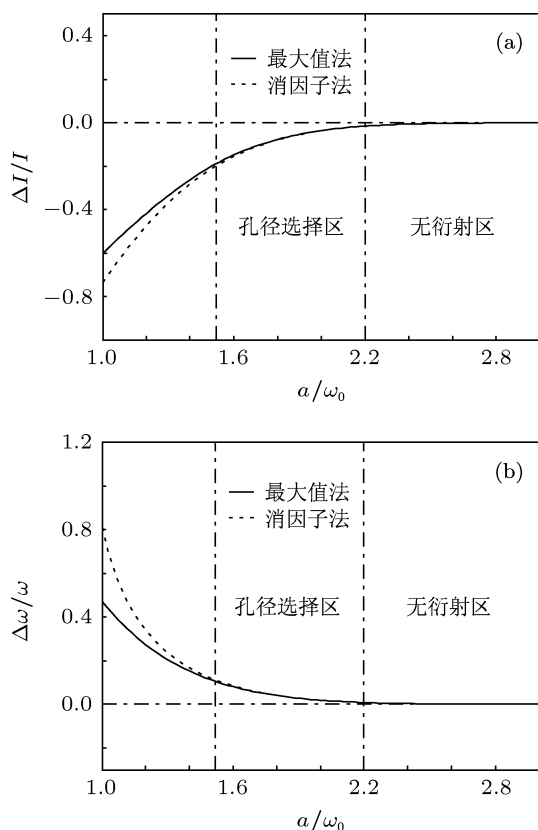


图6 滤波高斯光束中心光强和截面半径随 a/ω_0 的变化 (a) 滤波光束中心光强 I 随 a/ω_0 的变化; (b) 滤波光束截面半径 ω 随 a/ω_0 的变化

滤波光束没有能量损失. 第三, 在 $a/\omega_0 \geq 2.2$ 时, 衍射效应虽然更小, 但以通过杂散光影响光束滤波效果为代价, 得不偿失. 因此, 选择空间滤波器针孔半

径与光束束腰半径比值的上限为 $a/\omega_0 = 2.2$.

表1 当 a/ω_0 分别为 1.52 和 2.2 时滤波光束中心光强和截面半径的变化

a/ω_0	最大值法		消因子法		光强通过率 /%
	$\frac{\Delta I}{I} / \%$	$\frac{\Delta \omega}{\omega} / \%$	$\frac{\Delta I}{I} / \%$	$\frac{\Delta \omega}{\omega} / \%$	
1.52	-18.86	10.47	-19.84	11.14	99.016
2.20	-1.60	0.79	-1.60	0.79	99.994

4 结论

根据标量衍射积分和相位非连续性变化近似计算滤波光束相位的变化, 以光束相位突变位置远离光束中心为依据获得空间滤波器针孔半径与光束束腰半径比值的下限; 根据滤波光束参数变化分析衍射强弱, 以光束发生衍射的临界条件确定空间滤波器针孔半径与光束束腰半径比值的上限. 研究表明: 当 $a/\omega_0 > 2.2$ 时, 激光光束通过空间滤波器时不产生衍射, 但以通过散射光为代价, 滤波效果不明显. 当 $1.52 < a/\omega_0 < 2.2$ 时, 光束存在微弱衍射, 但滤波光束曝光区域相位恒定, 不影响曝光光束衍射波前, 并且此时光束通过空间滤波器的能量大于 99%. 因此 $1.52 < a/\omega_0 < 2.2$ 为空间滤波器针孔半径与激光束腰半径比值较为合理的选择区间.

- [1] Chen C G 2003 *Ph. D. Dissertation* (Cambridge: Massachusetts Institute of Technology)
- [2] Konkola P, Chen C G 2000 *J. Vac. Sci. Technol. B* **18** 3282
- [3] Jia X M, Xie X L 2006 *Chin. J. Laser* **33** 1220 (in Chinese) [贾雪梅, 谢兴龙 2006 中国激光 **33** 1220]
- [4] Liu H Z, Xu R W 2006 *Acta Opt. Sin.* **26** 131 (in Chinese) [刘宏展, 徐荣伟 2006 光学学报 **26** 131]
- [5] Wang X E 2006 *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 872
- [6] Wen J J, Breazeale M A 1988 *J. Acoust. Soc. Am.* **83** 1752
- [7] Dickson L D 1970 *Appl. Opt.* **9** 1854
- [8] Roberts A 1987 *J. Opt. Soc. Am.* **4** 1970
- [9] Belland P, Creen J P 1982 *Appl. Opt.* **21** 522
- [10] Cerjan C 1994 *OSA Proceedings on Extreme Ultraviolet Lithography* (Monterey: Optical Society of America) pp19—21
- [11] Yu D Y, Tan H Y 2006 *Engineering Optics* (Beijing: China Machine Press) p166 (in Chinese) [郁道银, 谈恒英 2006 工程光学 (北京: 机械工业出版社) 第 166 页]
- [12] Born M, Wolf E 2009 *Principles of Optics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp365—370 (in Chinese) [波恩 M, 沃耳夫 E 2009 光学原理 (中译本) (北京: 电子工业出版社) 第 365—370 页]

The ratio choice method of the pinhole aperture to the waist of the Gaussian laser in the fabrication of holographic gratings*

Han Jian¹⁾²⁾ Bayanheshig^{1)†} Li Wen-Hao¹⁾

1) (*Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China*)

2) (*Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 20 June 2011; revised manuscript received 31 October 2011)

Abstract

In the fabrication of the holographic diffraction gratings, the scatter light which is produced by the reflection of the granule in air or the diffraction defect of the optical apparatus will be recorded simultaneously in the resist. Those noises not only reduce the diffraction efficiency of gratings, but also give rise to the scattered light in diffraction. So an appropriate spatial filter should be used to stop the higher spatial frequencies corresponding to the Gaussian beam. Because the diffraction effect after the pinhole aperture can demolish the wavefronts of laser, it is the most important to choose the optimal pinhole for adjusting the waist of the laser. On the basis of standard scalar diffraction theory, the field amplitude is given by the convolution calculation, the phase distortion of diffraction wavefronts is also analyzed, and the lower limit ratio of the aperture size with respect to the beam radius is given when the phase transitions are further away from the center. Using the energy conservation of Gaussian beam and comparing the characteristics change of diffraction beam, the effect of diffraction is presented and the upper limit ratio of the spatial filter is given by the critical condition of the diffraction. The conclusion shows that if the ratio of the aperture radius to beam waist is between $1.52 < a/\omega_0 < 2.2$, the phase is invariable in the area of the exposure, and the power transmitting the spatial-filter pinhole aperture is slightly more than 99%, so spatial filter performs its function only in this range of the ratio.

Keywords: holographic gratings, spatial filter, diffraction effects, phase distortion

PACS: 42.25.Fx, 42.40Eq, 42.40Lx

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60478034), the State Key Program of Science and Technology of China (Grant No. 2006BAK03A02), and the Science and Technology Development Program of Jilin Province, China (Grant Nos. 20070523, 20086013).

† E-mail: bayin888@sina.com